



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
FACOLTÀ DI SCIENZE E TECNOLOGIE

Tesi di Laurea Magistrale in Fisica

CARATTERIZZAZIONE
DEL RIVELATORE DI NEUTRONI
PER LA RIVELAZIONE DIRETTA
DI WIMPs CON DARKSIDE

Relatore Interno: Dott. Davide D'ANGELO
Relatore Esterno: Dott. Maria Elena MONZANI

Tesi di Laurea di:
Luca CRIPPA
Matr. 808930
Codice P.A.C.S.: 95.35.+d

Anno Accademico 2012 - 2013

Indice

Introduzione	1
1 La materia oscura	7
1.1 Evidenze sperimentali di materia oscura	7
1.1.1 Densità di materia oscura nell'Universo	10
1.2 Candidati di materia oscura: le WIMPs	11
1.2.1 Proprietà delle WIMPs	12
1.2.2 La ricerca delle WIMPs	13
1.3 Metodi sperimentali per la ricerca diretta	14
1.3.1 La sezione d'urto	16
1.3.2 Il tasso di interazione	18
1.3.3 Lo spettro energetico	18
1.3.4 Il fondo radioattivo	19
1.4 Tipologie di apparati per la ricerca diretta	23
2 L'esperimento DarkSide	27
2.1 Struttura di DarkSide	27
2.2 L'Inner Detector	29
2.2.1 La TPC bifasica come rivelatore di WIMPs	30
2.2.2 Prototipi e stato attuale della TPC di DarkSide	32
2.3 L'Outer Detector	32
2.3.1 Il veto attivo di neutroni	32
2.3.2 Il veto di muoni	37
2.4 L'elettronica del veto di DarkSide	37
2.4.1 Moduli di high-voltage	38
2.4.2 Moduli di front-end	38
2.4.3 Moduli digitali	40
2.4.4 Il trigger dell'esperimento	40
2.5 Il software del veto di DarkSide	41
2.5.1 Software online: acquisizione dati	41
2.5.2 Software offline: ricostruzione dati	42
2.6 Sviluppi futuri del progetto DarkSide	44

3	Improvement dell'elettronica dell'Outer Detector	47
3.1	Stato dell'elettronica al completamento	47
3.2	Integrazione del sistema di trigger globale TPC-veto	48
3.2.1	Implementazione hardware	48
3.2.2	Sistema di calibrazione laser a trigger globale	52
3.3	Stato dei canali del rivelatore di neutroni	53
3.4	Improvement delle schede FEAB e FEDB	55
3.4.1	Risultato dell'improvement	58
3.4.2	Ricalcolo degli offset	59
3.5	Set-up per la presa dati globale	60
3.5.1	Test DAQ del sistema di veto	60
3.5.2	Primi run a trigger globale dopo l'improvement	60
4	Studio della stabilità temporale del sistema di veto	63
4.1	Caratteristiche del sistema legate alla variazione del rate	63
4.1.1	Effetti sui fotomoltiplicatori	64
4.1.2	Stato dell'elettronica	65
4.1.3	Situazione dello scintillatore	65
4.2	Confronto tra acquisizioni distanziate temporalmente	66
4.3	Risultati del confronto tra dataset	67
4.3.1	Finestra in cui non è presente il laser	68
4.3.2	Finestra in cui è presente il laser	68
4.4	Conclusioni sullo stato dell'invecchiamento del sistema	68
5	Monitoring online 3D degli scalers dei PMT del veto	73
5.1	Calcolo delle coordinate spaziali dei PMT	73
5.2	Il programma ODS-Viewer	74
5.3	Implementazione del modulo ODS-Viewer in ODS	75
5.3.1	Test sulle prestazioni e ottimizzazione	76
5.4	Utilizzo di ODS-Viewer	77
5.4.1	Visualizzazione <i>real-time</i> dei PMT del veto	77
5.4.2	Posizione dei PMT danneggiati	77
5.4.3	Andamento storico del rate dall'inizio della presa dati	79
6	Analisi del fondo radioattivo di Carbonio-14	81
6.1	Rate del Carbonio-14 e dei multipli pile-up	82
6.2	Modello matematico per lo studio dei multipli pile-up	83
6.2.1	Parametri e grandezze	83
6.2.2	Funzione totale per il fit spettrale	84
6.2.3	Commenti alla funzione totale di fit	85
6.3	Il codice per il fit del Carbonio-14	85
6.3.1	Test iniziali di fit	86

6.4	Tuning e miglioramenti dell'algoritmo	86
6.4.1	Relazione con la finestra di clustering e con lo start point	88
6.4.2	Test con l'algoritmo di clustering Flatback200	88
6.4.3	Aggiunta della soglia di clustering nell'algoritmo	89
6.4.4	Test con diverse variabili di carica	89
6.5	Primo fit totale con algoritmo di clustering Amp2	90
6.6	Simulazioni per il calcolo di Relative LY Variance	92
6.7	Modello di quenching dello scintillatore	93
6.7.1	Correlazione tra kB e i parametri liberi Light Yield e Threshold	96
6.7.2	Correlazione tra kB e Relative LY Variance	97
6.8	Studio del parametro di baseline	98
6.9	Calcolo della costante di Birks	99
6.10	Risultati del fit	101
6.11	Analisi del Carbonio-14 del dataset dell'OD di DS-50	104
6.11.1	Conclusioni dell'analisi del Carbonio-14	105
7	Operazioni sulla composizione dello scintillatore	113
7.1	Rimozione del TMB dallo scintillatore	114
7.2	Primo ciclo di rimozione del TMB	114
7.2.1	Analisi dello stato del nuovo scintillatore	117
7.3	Fotografie dell'interno della sfera	118
7.3.1	Analisi delle immagini acquisite	119
7.4	Stato attuale dopo la rimozione	119
	Conclusioni	123
	Elenco delle figure	125
	Elenco delle tabelle	129
	Bibliografia	131

*Ai miei nonni
Luciano e Renzo,
che ci guardano
da Lassù.*

*“Desidero ricordare a me stesso
che uno scienziato deve assolutamente mantenere
l’innocenza dei bambini.*

*Se vede una cosa, deve dire che la vede
sia nel caso si tratti proprio della cosa che pensava di vedere,
sia che si tratti di un’altra.*

*Prima bisogna vedere, poi pensare,
e infine verificare sperimentalmente.*

*Ma è sempre necessario, innanzitutto, vedere.
Altrimenti si vede solo ciò che ci si aspetta di vedere.”*

D. Adams

*Addio, e grazie per tutto il pesce
volume 4 della Guida Galattica per gli Autostoppisti*

Introduzione

La materia oscura, la cui esistenza è stata provata da diversi studi sperimentali, è uno dei problemi aperti della fisica contemporanea: una delle teorie proposte per dare una spiegazione alla natura di questa materia “invisibile” è che essa sia composta da generiche particelle elementari massive debolmente interagenti non ancora scoperte, denominate WIMPs, acronimo di *Weakly Interacting Massive Particles*. Le WIMPs rappresentano il candidato più verosimile nel panorama degli studi sulla materia oscura non relativistica: il range di massa aspettato varia tra poche decine di GeV e alcuni TeV, la carica elettrica e di colore sono nulle e la sezione d’urto è dell’ordine delle interazioni deboli.

Esistono principalmente due modi per studiare le WIMPs: esse possono essere prodotte mediante esperimenti di fisica attiva, ovvero esperimenti che utilizzano fasci di particelle accelerate, come ad esempio LHC, oppure possono essere studiate da esperimenti di fisica passiva, cioè apparati costruiti per effettuare un’osservazione indiretta o diretta. L’osservazione diretta è il metodo più innovativo ed efficace per poter studiare le WIMPs: il principio alla base è lo scattering nucleare delle particelle di materia oscura con un materiale bersaglio; la Terra, il cui moto è solidale alla galassia, è infatti soggetta ad un costante “vento di WIMPs” in quanto la Via Lattea è immersa in un alone di materia oscura non solidale con essa. È quindi possibile ricercare le interazioni di queste particelle in moto relativo rispetto alla Terra con i nuclei di un materiale bersaglio per avere una prova della loro esistenza: il segnale aspettato è un rinculo nucleare di energia ~ 100 keV molto raro, dell’ordine di poche interazioni annuali per tonnellata di bersaglio. Questo metodo richiede particolari accorgimenti, legati alla difficoltà di rivelazione di questo segnale molto raro: occorre costruire gli apparati con materiali estremamente radiopuri, in locazioni apposite, e conoscere perfettamente il fondo radioattivo residuo.

L’esperimento DarkSide, sul quale verte questo lavoro di tesi, è un apparato sperimentale costruito presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), con l’intento di effettuare l’osservazione diretta di WIMPs. L’apparato DarkSide-50, entrato in funzione a Novembre 2013, utilizza una *Time*

Projection Chamber bifasica con 50 kg di Argon come bersaglio per le interazioni di materia oscura; esso è inoltre dotato di un sistema di veto costituito da uno scintillatore (il *Neutron Veto*) e da un rivelatore Čerenkov (il *Muon Veto*). Questa coppia di rivelatori, in particolare il rivelatore di neutroni, costituisce una peculiarità del progetto perchè permette di rigettare dai dati la componente di fondo più pericolosa, formata dai neutroni radiogenici e cosmogenici, in quanto il segnale prodotto dalle loro interazioni nucleari non è altrimenti distinguibile da quello prodotto da interazioni di WIMPs.

Questo lavoro di tesi è incentrato sul sistema di veto di DarkSide-50, e si divide principalmente in quattro parti. Nella prima parte sono presentati alcuni miglioramenti all'elettronica del veto e la manutenzione di alcuni componenti, in particolare del *Neutron Veto*, con i conseguenti test di funzionalità svolti. Successivamente è presentato uno studio della stabilità temporale dei PMT. Nella terza parte del lavoro è presentato il programma per la visualizzazione tridimensionale dei rate di tutti i PMT del veto: è un importante sistema di monitoring online per visualizzare le tipologie di evento che presentano significative anisotropie; inoltre è utilizzato per correlare lo stato dei fotomoltiplicatori alla posizione che occupano nell'apparato, sia durante la normale presa dati che durante le operazioni e i test effettuati sul rivelatore.

Infine l'ultima parte del lavoro concerne la caratterizzazione dello scintillatore e in particolare l'analisi del fondo radioattivo di ^{14}C , il più importante contaminante presente nel *Neutron Veto*. Tramite questa analisi si è arrivati a misurare le principali caratteristiche fisiche dello scintillatore, per esempio la resa in luce, e della componente di fondo data dal ^{14}C . Durante lo studio del fondo radioattivo sono stati presi in esame diversi algoritmi di clustering: il lavoro svolto ha portato alla definizione del miglior algoritmo per l'analisi dei dati del veto di DarkSide-50.

Capitolo 1

La materia oscura

Lo studio della materia oscura rappresenta uno dei problemi aperti della fisica delle particelle elementari e della cosmologia: secondo le ultime stime, ottenute dal satellite Planck [1] e basate sul Modello Lambda-CDM (*Cold Dark Matter*), l'Universo sarebbe composto, in massa ed energia, per il 4,9% di massa "ordinaria", per il 26,8% di "materia oscura" e per il 68,3% di "energia oscura" [1] [2]. Inizialmente la materia oscura fu chiamata "massa mancante" in quanto, nonostante fosse chiaramente visibile il suo effetto gravitazionale, la mancanza di radiazione elettromagnetica emessa e assorbita ne rendeva impossibile un'osservazione tramite analisi spettroscopica; la materia oscura infatti si manifesta soltanto tramite i suoi effetti gravitazionali sulla materia ordinaria, sulla radiazione cosmica di fondo (CMB, *Cosmic Microwave Background*) e sulle strutture universali su larga scala.

1.1 Evidenze sperimentali di materia oscura

Ad oggi esistono molte evidenze sperimentali sull'esistenza della materia oscura nell'Universo. La sua ricerca iniziò nel 1932 quando l'olandese Jan Oort, pioniere dell'astronomia nelle onde radio, ipotizzò tramite le sue osservazioni sui movimenti delle stelle vicine la presenza di massa "nascosta" sul piano galattico. I suoi calcoli risultarono errati, ma la sua intuizione portò un anno più tardi l'astrofisico svizzero Fritz Zwicky a formulare una prima teoria sulla materia oscura, forte delle sue osservazioni sugli ammassi di galassie [4]. Egli applicò il teorema del viriale all'ammasso Coma (Abell 1656) ed ottenne l'evidenza di massa mancante pari a circa 400 volte la massa visibile dell'intero ammasso: Zwicky concluse che doveva esserci una forma di materia non visibile che permettesse all'ammasso di restare unito. Questi studi iniziali si evolsero negli anni in più accurate misurazioni, che portarono a nuove evidenze della presenza di materia oscura nell'Universo.

La più importante evidenza di materia oscura è rappresentata dalla curva di rotazione delle galassie a spirale, le quali contengono vaste popolazioni di stelle disposte su orbite a spirale attorno al centro galattico. Secondo la Terza Legge di Keplero, le stelle con orbite di raggio maggiore dovrebbero ruotare con velocità orbitale minore rispetto alle stelle più vicine al centro galattico; questa legge è applicabile soltanto alle stelle periferiche delle galassie a spirale, in quanto la massa racchiusa nell'orbita deve essere costante.

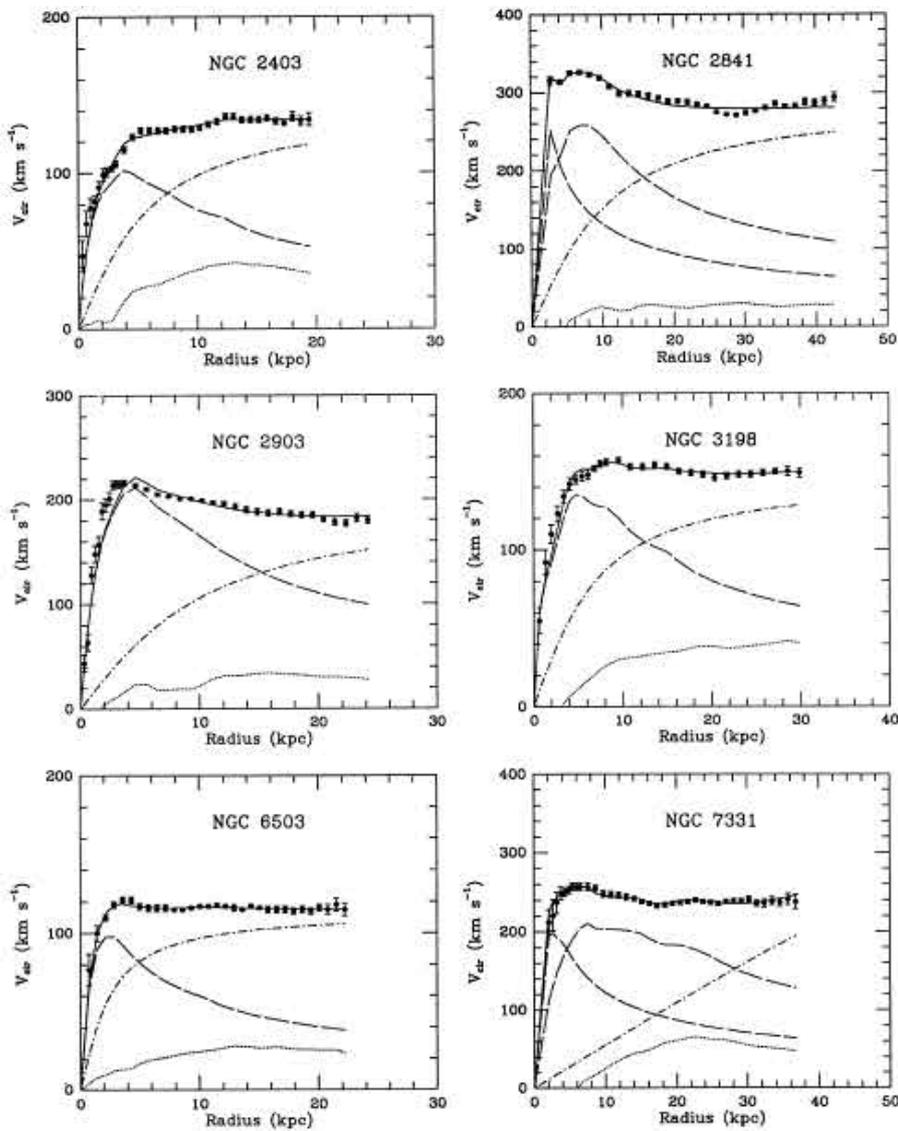


Figura 1.1: Curve di rotazione misurate per alcune galassie: la linea continua è il fit totale, la linea tratteggiata è il contributo luminoso, la linea punteggiata è il contributo gassoso, e la linea tratteggiata-punteggiata è il contributo di materia oscura.

I calcoli sperimentali compiuti sulle velocità orbitali delle stelle periferiche di molte galassie a spirale hanno mostrato invece come il profilo di velocità non segua quello predetto dalla Terza Legge di Keplero, ma abbia tutt'altro andamento: la velocità orbitale non diminuisce con l'aumentare del raggio, ma rimane costante. Le curve sperimentali di rotazione delle galassie a spirale mostrano infatti l'andamento riportato in figura 1.1. Questa prima evidenza ha portato all'introduzione del modello galattico in cui la materia oscura rappresenta una massa "invisibile" i cui effetti gravitazionali e il profilo di massa continuano oltre la regione occupata dalle stelle. Inoltre, senza tener conto di questa massa aggiuntiva ma calcolando solo la massa "visibile" totale di una galassia a spirale, ci si accorge che la velocità di rotazione delle stelle attorno al centro supera di gran lunga la velocità di fuga dalla galassia, decretando l'inevitabile allontanamento delle stelle dal centro galattico: dato che non ci sono evidenze sperimentali di questo fenomeno in tutte le galassie prese in esame, al loro interno deve trovarsi della massa aggiuntiva non visibile tramite analisi spettroscopica. Il modello galattico odierno prevede quindi uno strato (un alone) di materia oscura che permea e circonda la galassia, fino a distanze molto maggiori del raggio osservabile della galassia stessa.

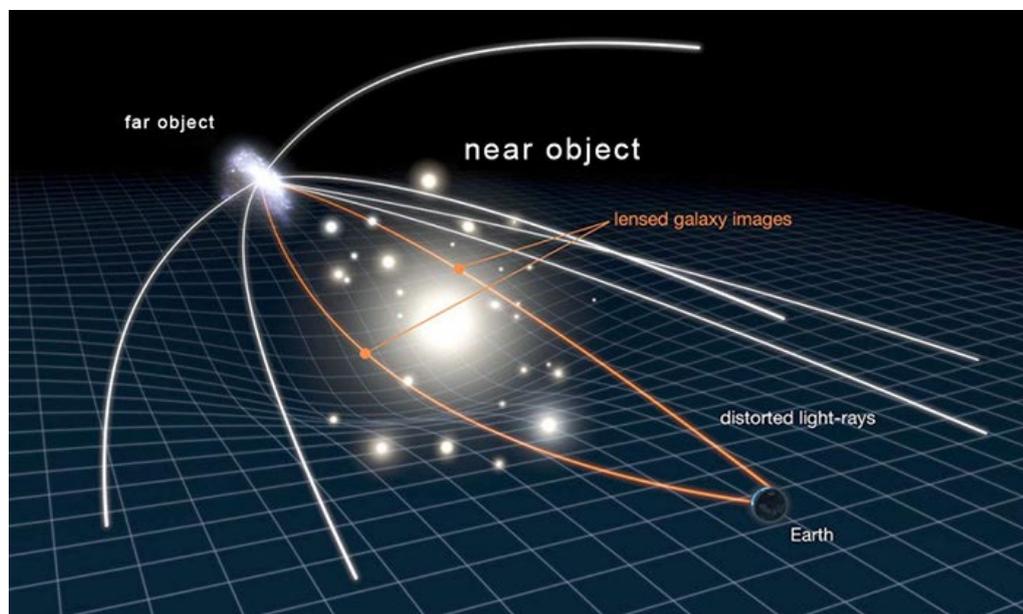


Figura 1.2: Rappresentazione grafica del lensing gravitazionale.

Un'altra importante evidenza della presenza di materia oscura nell'Universo è data dall'osservazione degli ammassi galattici e dal *lensing* gravitazionale che producono. Questo metodo per misurare le masse si basa sulla Teoria della Relatività Generale e sugli effetti statici della massa, quindi

è indipendente dal calcolo tramite la velocità di rotazione. In figura 1.2 vi è una rappresentazione grafica di questo fenomeno. Si è osservato, per alcuni ammassi di galassie non molto distanti dalla Terra, che la luce degli oggetti lontani può essere distorta dall'effetto gravitazionale prodotto dalla materia attraversata; il calcolo della distorsione prodotta con la massa visibile dell'ammasso confrontata con la distorsione osservata può dare come risultato la quantità di massa data dalla materia oscura nell'ammasso in questione. Questo calcolo è stato effettuato per alcuni ammassi galattici vicini, come ad esempio Abell 1689, e in tutti i casi la percentuale di materia oscura trovata è risultata compatibile con i dati ottenuti tramite gli studi dinamici.

Un ulteriore forte evidenza dell'esistenza di materia oscura proviene da studi cosmologici sulle anisotropie della radiazione cosmica di fondo (CMB). La CMB è considerata la prima luce del cosmo, un fronte d'onda nel range delle microonde emessa circa 380.000 anni dopo il Big Bang, a bassa temperatura, circa 2,73 K. Gli ultimi risultati in questo campo, prodotti dal satellite Planck [2], mostrano in modo molto accurato le anisotropie della radiazione cosmica di fondo: dallo studio approfondito di queste irregolarità si è compreso come circa il 26,8% [1] della materia che compone l'Universo è in una forma che non interagisce in modo significativo con la materia ordinaria o con la radiazione elettromagnetica, dati compatibili con i calcoli sulla quantità di materia oscura presente nell'Universo.

1.1.1 Densità di materia oscura nell'Universo

Queste analisi permettono di stimare la densità di materia oscura nell'Universo. Innanzitutto, è necessario utilizzare una notazione in unità di densità critica:

$$\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (1.1)$$

dove H_0 è il parametro di Hubble, che determina il tasso di espansione dell'Universo, e G è la costante di gravitazione universale. Secondo le leggi della meccanica, l'espansione dell'Universo, che continua per inerzia, viene contrastata dalla mutua attrazione gravitazionale tra le galassie. Essa è tanto maggiore quanto maggiore è la densità media dell'Universo. Esistono tre possibilità:

- la densità dell'Universo è superiore a quella sufficiente a fermare l'espansione: l'espansione si invertirà e si trasformerà in contrazione;

- la densità è pari alla densità critica: attrazione ed inerzia sono perfettamente bilanciate, e l'espansione continuerà all'infinito, con velocità sempre minore;
- la densità è inferiore a quella critica: l'espansione continuerà all'infinito, con velocità che resterà sempre sopra ad un certo valore limite.

In uno spazio-tempo piatto, i raggi di luce che partono paralleli rimarranno tali: se la densità dell'Universo è minore della densità critica allora l'Universo è aperto, cioè con una curvatura negativa, e raggi paralleli alla fine potrebbero convergere. Allo stesso modo, se la densità è più grande della densità critica, l'Universo risulta chiuso, cioè con una curvatura positiva, e raggi inizialmente paralleli alla fine divergerebbero. Le ultime misure del parametro di Hubble indicano un valore di $70,4 \pm 1,3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [3], quindi una densità critica $\rho_{cr} = 9,32 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$. Definiamo la variabile:

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_{cr}} \quad (1.2)$$

Oggi sappiamo che la densità totale dell'Universo è circa uguale alla densità critica [3], quindi Ω_i può essere interpretata come il contributo frazionario del componente i -esimo alla densità di energia dell'Universo.

In definitiva, la materia oscura contribuisce alla densità totale dell'Universo per una frazione $\Omega_{CDM} = 0,227 \pm 0,014$ [3], dove la densità di energia totale è stimata essere $\Omega = 1,0023 \pm 0,0055$ [3]. La notazione CDM è comunemente utilizzata per indicare la materia oscura non relativistica (*Cold Dark Matter*).

1.2 Candidati di materia oscura: le WIMPs

Le teorie che prevedono l'esistenza della materia oscura sono ormai considerate valide e consolidate per numerose evidenze sperimentali di cui è stato discusso nei paragrafi precedenti. Le domande fondamentali che ora ci si pongono sono legate alla natura della materia oscura: infatti non si è ancora riusciti a dare un'interpretazione valida che tenga conto di tutti i fattori in gioco, come la massa, la mancanza di emissione e di assorbimento della radiazione e le altre caratteristiche della materia oscura. Una delle possibili interpretazioni consiste nel considerare la materia oscura come particelle elementari non ancora scoperte e quindi non ancora incluse nel Modello Standard. Inoltre, nei modelli fin'ora proposti la materia oscura deve essere prevalentemente materia non-barionica, come mostrato dagli studi sul *Bullet Cluster* (1E 0657-558) [5]: infatti, al contrario della materia

barionica, la materia non-barionica può essere rivelata solo attraverso i suoi effetti gravitazionali.

Le caratteristiche fondamentali di queste particelle non barioniche, da tenere in conto per poter effettuare una ricerca, devono essere la stabilità (altrimenti sarebbero già decadute e non ce ne sarebbe traccia), l'interazione debole e gravitazionale con la materia (per via delle osservazioni e delle analisi spettroscopiche che hanno confermato la mancanza di assorbimento e di emissione di luce) e la giusta densità fossile; inoltre si chiede che queste particelle siano, per la maggior parte, non relativistiche. Quest'ultima caratteristica esclude il neutrino cosmico come particella massiva candidata a rappresentare il ruolo di materia oscura, in quanto essi sono relativistici fin dal momento della loro produzione per il loro piccolo valore di massa. Gli altri candidati di materia oscura si possono riassumere nelle seguenti categorie:

- **assioni**, ipotetiche particelle elementari, proposte per spiegare l'assenza del momento di dipolo elettrico nel neutrone. L'assione non ha carica elettrica, ha massa molto piccola, non ha spin, ed interagisce con la materia ordinaria soltanto debolmente;
- **neutrini sterili**, facenti parte dell'ipotetica quarta famiglia leptonica. Essi dovrebbero interagire con la materia ordinaria solo in modo gravitazionale;
- **WIMPs**, generiche particelle massive debolmente interagenti.

Questo lavoro di tesi si è svolto su un esperimento atto alla rivelazione diretta di materia oscura tramite scattering nucleare di WIMPs, quindi le categorie degli assioni e dei neutrini sterili non verranno studiate nel dettaglio.

1.2.1 Proprietà delle WIMPs

WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*) è il nome utilizzato per indicare una qualsiasi possibile particella massiva con accoppiamento gravitazionale e nucleare debole con la materia ordinaria. Il simbolo comunemente utilizzato per queste particelle è χ ; si tratterebbe di materia esotica, cioè composta da particelle che non formano la materia ordinaria di cui è composto l'Universo. Esse sono ottimi candidati per la materia oscura fredda, cioè non relativistica, e godono delle seguenti proprietà:

- carica elettrica nulla, altrimenti godrebbero anche dell'interazione elettromagnetica, e quindi con la radiazione visibile, risultando appunto "visibile" .

- sezione d'urto paragonabile a quella dell'interazione debole;
- lunga vita media;
- carica di colore nulla, altrimenti interagirebbero anche in modo forte;
- massa non nulla, per le evidenze sperimentali discusse in precedenza;
- non relativisticità, sempre per evidenze sperimentali nel modello CDM.

Pur non avendo dati precisi sulle caratteristiche appena elencate, esistono alcune stime di massa e sezione d'urto delle WIMPs: la massa, indicata con M_χ , è stimata tra 8 GeV e alcuni TeV, mentre la sezione d'urto σ_χ è circa 10^{-36} cm² [23], dell'ordine di grandezza di quella delle interazioni deboli.

Le WIMPs si inseriscono nel modello di materia oscura fin dall'origine dell'Universo, quando tutte le particelle erano in uno stato di equilibrio termico; queste particelle sono state prodotte nei primi stadi della vita dell'Universo: per temperature sufficientemente alte compatibili infatti, le χ e le $\bar{\chi}$ decadevano subito dopo la loro produzione in particelle più leggere del Modello Standard. Ma con l'espansione, e quindi il raffreddamento, dell'Universo (fino a $K_B T < M_\chi$), l'energia termica delle particelle più leggere risultò insufficiente per produrre coppie $\chi\bar{\chi}$. Le WIMPs continuarono però a decadere in particelle leggere: il loro numero diminuì di molti ordini di grandezza, quindi la densità di materia oscura diminuì. Ad un certo punto la densità fu così bassa che il decadimento risultò impossibile, e quindi si raggiunse una condizione di equilibrio ($K_B T \sim M_\chi/20$). Particelle con sezione d'urto maggiore rispetto a quella delle WIMPs avrebbero continuato ad annichilirsi per un periodo di tempo più lungo, e avrebbero quindi una densità fossile minore di quella osservata. Come ipotizzato, se le WIMPs avessero sezione d'urto simile a quella delle interazioni deboli e vita media lunga rispetto alla scala cosmologica allora avrebbero mantenuto la stessa abbondanza e le stesse proprietà fisiche dal momento del loro disaccoppiamento: basandosi sulle stime riguardo all'abbondanza di materia oscura nell'Universo si può notare che i calcoli riconducano alla sezione d'urto ipotizzata. Se questo modello fosse corretto, le particelle di materia oscura avrebbero le stesse caratteristiche delle WIMPs cercate.

1.2.2 La ricerca delle WIMPs

La ricerca della materia oscura si articola principalmente in tre metodi sperimentali: la produzione tramite fisica attiva, l'osservazione diretta dei prodotti di decadimento in condizioni estreme di massa ed energia su scala

astrofisica e la rivelazione diretta con esperimenti di fisica passiva tramite interazione con rivelatori sulla Terra.

Il primo metodo consiste nella produzione di materia oscura con acceleratori di particelle, come per esempio LHC al CERN di Ginevra. La ricerca si estende non solo alle WIMPs ma anche alle altre ipotesi di materia oscura discusse in precedenza [6] [7]. Il secondo metodo si basa sul fatto che le WIMPs decadono quando raggruppate in oggetti astrofisici massivi con densità sufficiente, e quindi è possibile osservarne i prodotti di decadimento. Questo processo di raggruppamento è possibile solo se le particelle di materia oscura sono non relativistiche e dotate di massa sufficiente: possono essere attratte gravitazionalmente da oggetti massivi come galassie, stelle o pianeti, ed annichilire in coppie di bosoni e antibosoni di gauge (W^\pm , Z_0), bosoni di gauge e fotoni ($Z_0 + \gamma$) o leptoni e antileptoni. Questo tipo di osservazione è chiamata indiretta. L'ultimo metodo è la rivelazione diretta, ovvero tramite scattering nucleare in rivelatori posizionati sulla Terra. Rivelatori di questo tipo sono ad esempio: DaMa/LIBRA [8] e DaMa NaI [9], che cercano le modulazioni stagionali del flusso di WIMPs nel passaggio della Terra attraverso l'alone di materia oscura nella sua rivoluzione galattica solidale con il Sistema Solare; CRESST [10], che ricerca eventi rari con termometria superconduttiva; DarkSide [17] [18], su cui verte questo lavoro di tesi. Sono riportati a titolo esemplificativo solo questi pochi esperimenti in quanto condividono la stessa locazione geografica di DarkSide, cioè i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) [15], in Abruzzo, Italia.

1.3 Metodi sperimentali per la ricerca diretta

La ricerca diretta di materia oscura si è per lo più concentrata sulla ricerca delle WIMPs, in particolare nel range di massa tra il GeV e il TeV e sulle scale di sezione d'urto dell'accoppiamento debole con la materia ordinaria, come discusso nella sezione 1.2. Nelle prossime sezioni si determineranno il tasso atteso e lo spettro dei segnali dovuti a scattering di WIMP contro nuclei. Visto che interagiscono con la materia ordinaria soltanto tramite interazione debole, le WIMPs possono trasferire solo una quantità trascurabile di energia ad un elettrone, dovuta alla cinematica dell'urto e alla grande differenza tra le masse: una WIMP che interagisce con il materiale del bersaglio può essere quindi rivelata soltanto tramite la ricerca di rinculi nucleari. Le ipotesi alla base di questo procedimento si possono così riassumere: tutti i processi di interazione delle WIMPs hanno circa la stessa sezione d'urto; la massa esatta delle stesse è lasciata come parametro libero (per masse comprese nel range considerato).

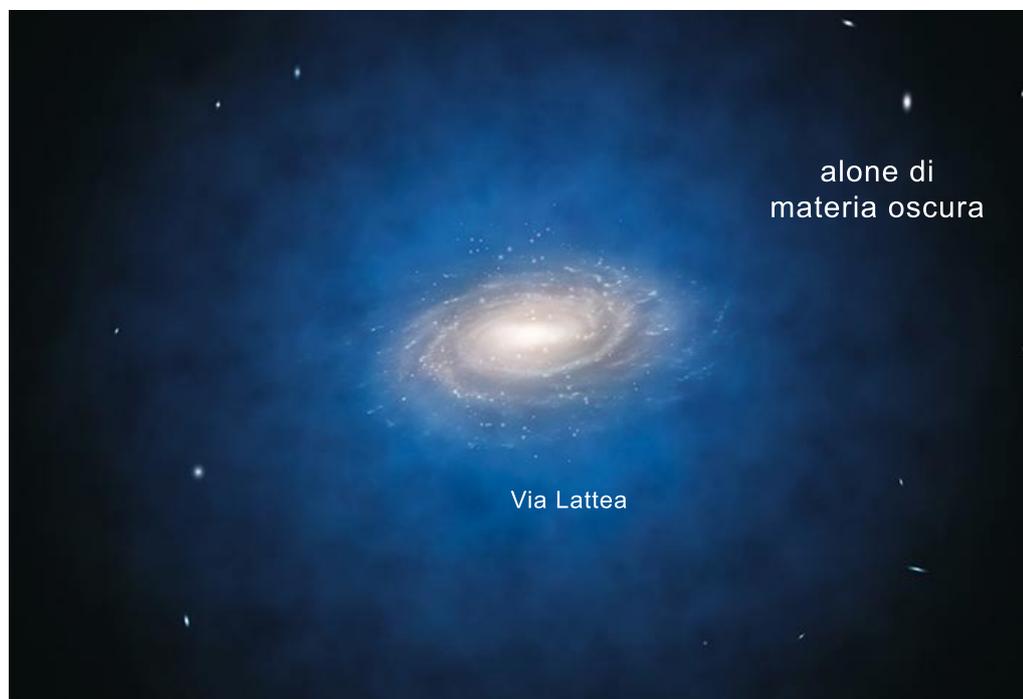


Figura 1.3: Ricostruzione grafica dell'alone di materia oscura attorno alla Via Lattea.

Come descritto nella sezione 1.1, la Via Lattea è immersa in un alone di materia oscura molto più esteso del suo raggio. La nostra galassia e quindi anche il Sistema Solare si ritiene che non siano solidali con l'alone di materia oscura: ciò significa che, per la relatività galileiana, il Sistema Solare è sottoposto ad un costante vento di materia oscura, denominato “vento di WIMPs”. Come per i neutrini, ci si aspetta che le WIMPs per la maggior parte passino attraverso la Terra senza interagire con la materia ordinaria di cui è composta, in quanto l'unica modalità di interazione è quella debole; tuttavia una piccola percentuale di particelle di materia oscura potrebbe interagire con i nuclei della materia che compone la Terra, quindi potrebbe essere rivelata. Ovviamente più grande è il volume sensibile del rivelatore atto a captare le WIMPs maggiore è la probabilità di interazione: il rate atteso è in ogni caso molto basso, dell'ordine di ~ 10 ev/y per tonnellata di bersaglio.

Per poter osservare eventi così rari occorre costruire esperimenti dotati di caratteristiche molto particolari. Esse sono molto simili a quelle dei rivelatori di neutrini:

- devono avere un grande volume sensibile;
- devono essere soggetti ad un basso fondo radioattivo esterno: la scelta

accurata della locazione dell'esperimento risulta quindi fondamentale;

- devono avere un basso fondo radioattivo interno: è necessario l'utilizzo di materiali estremamente radiopuri;
- l'elettronica deve avere molti canali di rivelazione e un rapporto segnale-rumore più alto possibile.

Come descritto in precedenza, la segnatura evidente di interazione di WIMP con la materia ordinaria può essere soltanto il rinculo nucleare, in quanto gli elettroni non possono contribuire a causa della loro piccola massa. Vedremo successivamente in sezione 1.3.4 come questo segnale sia molto simile a quello prodotto da scattering di neutroni, che rappresentano infatti uno dei fondi più pericolosi per esperimenti di questo tipo.

Tutti i sistemi sperimentali per la ricerca di WIMPs hanno come obiettivo quello di misurare le caratteristiche di queste particelle, come la massa, la sezione d'urto e lo spin: questi parametri sono legati al rate di interazione nel volume sensibile di un rivelatore, quindi tramite la misura del rate è possibile porre dei vincoli ai valori cercati. Anche in assenza di eventi rivelati è possibile porre dei limiti sullo spazio dei parametri, come ad esempio un limite superiore sulla sezione d'urto in funzione della massa.

Molti esperimenti, come ad esempio DarkSide [17] [18], sono basati su questo metodo di ricerca.

1.3.1 La sezione d'urto

Partiamo innanzitutto dallo studio della sezione d'urto per l'evento aspettato, cioè lo scattering tra WIMP e nucleo. La sezione d'urto differenziale si può scrivere nella seguente forma:

$$\frac{d\sigma^{\chi N}(q)}{dq^2} = \left(\sigma_0^{\chi N}\right) \cdot \left(\frac{F^2(q)}{4\mu_A^2 v^2}\right) \quad (1.3)$$

dove:

- $\sigma_0^{\chi N}$ è la parte di sezione d'urto differenziale indipendente dal momento trasferito q ;
- $F(q)$ è il fattore di forma nucleare;
- $\mu_A = \frac{M_\chi M_A}{M_\chi + M_A}$ è la massa ridotta dell'interazione $\chi - \text{nucleo}$, con M_A massa atomica del bersaglio;
- v è la velocità relativa del vento di WIMPs nel sistema del laboratorio.

Fenomenologicamente infatti, visto che il nucleo non è una particella elementare, è possibile includere tutte le dipendenze dalla struttura nucleare nel fattore di forma $F(q)$. Inoltre è possibile scomporre ulteriormente la parte indipendente dal momento trasferito:

$$\begin{aligned} \sigma_0^{\chi N} &= \sigma_{0S}^{\chi N} + \sigma_{0A}^{\chi N} = \\ &= \frac{4\mu_A^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 + \frac{32\mu_A^2}{\pi} \frac{J+1}{J} G_F [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \end{aligned} \quad (1.4)$$

dove $\sigma_{0S}^{\chi N}$ è la parte scalare, indipendente dallo spin, mentre $\sigma_{0A}^{\chi N}$ è la parte assiale, dipendente dallo spin. In particolare:

- M_χ è la massa delle WIMPs; f_p e f_n sono i parametri di accoppiamento ai protoni e ai neutroni per la parte scalare, a_p e a_n sono i parametri di accoppiamento per la parte assiale. In queste grandezze è contenuta l'informazione sulle caratteristiche delle particelle di materia oscura;
- Z , J , e i valori di aspettazione $\langle S_p \rangle$ e $\langle S_n \rangle$ sono le caratteristiche del nucleo bersaglio.

Innanzitutto, $f_p \simeq f_n \equiv f_N$, quindi la parte scalare spin indipendente del primo fattore della sezione d'urto 1.3 si può riscrivere nel seguente modo:

$$\sigma_{0S}^{\chi N} \simeq \frac{4\mu_A^2}{\pi} A^2 f_N^2 \equiv \sigma_S A^2 \frac{\mu_A^2}{\mu_N^2} \quad (1.5)$$

dove μ_N è la massa ridotta del sistema χ -nucleone e σ_S è la sezione d'urto χ -nucleone. Questa assunzione significa che la WIMP interagisce allo stesso modo con i protoni e con i neutroni per la parte di accoppiamento scalare. La sezione d'urto dipende quindi solo da A^2 . Si può notare come sia utile costruire rivelatori con volume sensibile formato da elementi bersaglio di massa elevata: più è alto il rapporto μ_A^2/μ_N^2 e più elevata è la sezione d'urto, quindi la probabilità di interazione. D'altra parte, la parte assiale dipendente dallo spin risulta indipendente dal contributo di neutroni e protoni: un nucleo con numero pari di protoni e neutroni è insensibile ad interazioni di questo tipo. Per questo motivo nella ricerca diretta di WIMPs sono utilizzati elementi bersaglio con spin nucleare non nullo, come ad esempio ^{19}F , ^{23}N e ^{73}Ge .

L'accoppiamento scalare visto in precedenza ha un coefficiente molto maggiore rispetto all'accoppiamento assiale: per questo motivo si cerca di utilizzare combinazioni di tecnica e di materiali per sfruttare appieno

l'accoppiamento scalare, costruendo quindi esperimenti più efficaci nella rivelazione.

Infine, la sezione d'urto dello scattering tra WIMP e nucleo può essere espressa dalla seguente relazione:

$$\sigma_0^{\chi N} = \sigma_S A^2 \frac{\mu_A^2}{\mu_N^2} + \sigma_{0A}^{\chi N} \quad (1.6)$$

dove $\sigma_{0A}^{\chi N}$ è definita nella seconda parte della relazione 1.4.

1.3.2 Il tasso di interazione

Per calcolare il tasso di interazione occorre per prima cosa calcolare il flusso di WIMPs sulla Terra. Il flusso differenziale di WIMPs nel sistema di riferimento della Terra è dato dalla seguente relazione:

$$\frac{d\Phi_\chi}{dv_\chi} = \frac{\rho_\chi v_\chi}{M_\chi} f(v_\chi, v_\oplus, v_{fuga}) \quad (1.7)$$

dove v_χ è la velocità del flusso di WIMPs nel sistema di riferimento della Terra, ρ_χ è la densità di materia oscura, M_χ è la massa di ogni singola WIMP, v_\oplus è la velocità della Terra rispetto all'alone di materia oscura e v_{fuga} è la velocità di fuga dalla galassia, stimata a 544 ± 50 km/s [26]. La funzione f è la distribuzione della velocità delle WIMPs [23].

Il flusso di WIMPs sulla Terra è dato dall'integrale della relazione 1.7:

$$\Phi_\chi = \frac{\rho_\chi}{M_\chi \bar{v}_\chi} \quad (1.8)$$

con $\rho_\chi = 0,3$ GeV/cm³, determinata fondamentalmente dallo studio delle curve di rotazione delle galassie, $M_\chi \sim 100$ GeV e $\bar{v}_\chi \sim 360$ km/s. Si ottiene quindi un flusso di WIMPs pari a 10^5 cm⁻²s⁻¹. Ora è possibile ottenere il tasso di interazione per atomo, dato da $\Phi_\chi \sigma$, con $\sigma \sim 10^{-45}$ cm² 1.6: assumendo un bersaglio di Argon ($A = 40$) si ha un tasso di interazione per atomo di 10^{-34} s⁻¹. Più utile a fini sperimentali risulta essere il tasso di interazione giornaliero per kg di bersaglio: 10^{-4} kg⁻¹day⁻¹.

1.3.3 Lo spettro energetico

Nel processo di scattering considerato, una WIMP di energia cinetica $E_\chi = 1/2 M_\chi v^2$ produce una energia di rinculo nel sistema di riferimento del laboratorio data da:

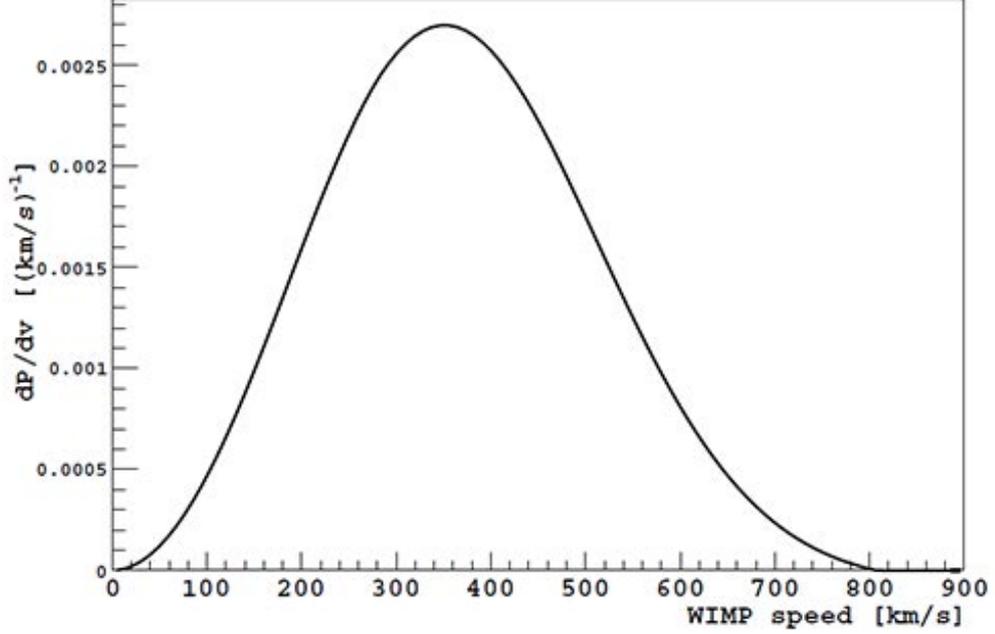


Figura 1.4: Distribuzione delle velocità delle WIMPs.

$$E_{rin} = E_{\chi} r \frac{1}{2} (1 - \cos(\theta)) \quad (1.9)$$

dove r è un parametro legato alla massa ridotta del nucleo bersaglio, sempre minore o uguale a 1. Lo spettro energetico si può ottenere andando ad integrare tutti i contributi rispetto al rate di interazione $dR(E_{\chi})$:

$$\frac{dR(E_{rin})}{dE_{rin}} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{E_{\chi} r} dR(E_{\chi}) \quad (1.10)$$

Lo spettro dell'energia di rinculo ha una risonanza a 100 keV: un esperimento che vuole studiare questo spettro deve avere una sensibilità energetica almeno dello stesso ordine di grandezza.

1.3.4 Il fondo radioattivo

Gli strumenti per la rivelazione diretta di WIMPs devono essere in grado di riconoscere il tipico segnale di interazione, cioè un nucleo rinculante con energia ~ 100 keV, con poche interazioni all'anno per ogni tonnellata di bersaglio: per poter visualizzare eventi così rari occorre uno studio approfondito di tutto il fondo radioattivo che potrebbe inficiare le misure e creare *mismatch* nei dati.

Le principali fonti di fondo per esperimenti di questo tipo sono: la radiazione α di superficie, la radiazione β e γ , i neutroni radiogenici, i neutroni cosmogenici e i muoni cosmici. In questa sezione sono descritti gli accorgimenti e le procedure per ottenere un apparato sperimentale a fondo praticamente nullo.

Accorgimenti tecnici

Per ridurre intrinsecamente questi elementi di fondo radioattivo è necessario adottare alcuni accorgimenti tecnici nella costruzione degli apparati. Per prima cosa occorre scegliere accuratamente la posizione dell'apparato sperimentale, in particolare i laboratori sotterranei sono preferibili per questo tipo di misure in quanto il fondo cosmico è naturalmente schermato dal materiale che sovrasta l'esperimento [15] [16], espresso in *mwe* (metri di acqua equivalente). Nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso il fondo cosmico di muoni è ridotto naturalmente di un fattore 10^6 grazie ai 3800 mwe che li separano dall'atmosfera; inoltre l'elevata profondità di questi laboratori permette soltanto ai muoni più energetici di penetrare, e lo spettro delle loro interazioni risulta molto diverso da quello cercato per le interazioni di WIMPs con i nuclei. Questo fatto contribuisce ad avere una chiara segnatura per gli eventi di WIMPs, tuttavia introduce una ulteriore fonte di fondo, in quanto un muone molto energetico che passa attraverso un materiale scintillatore può generare elementi radioattivi che decadono con tempo di dimezzamento di circa 0,5 h.

Il secondo accorgimento consiste nell'utilizzo di materiali controllati e altamente radiopuri per la costruzione delle strutture dell'esperimento: in questo modo si possono ridurre le radiazioni α , β , γ e i neutroni radiogenici. Inoltre, per ridurre le radiazioni α di superficie è necessario assemblare gli apparati in zone a bassa concentrazione di Radon.

Da ultimo, la presenza di una *water tank* non solo permette la rivelazione Čerenkov dei muoni, ma permette anche la schermatura delle emissioni radioattive naturali presenti nel laboratorio.

Tipologie di fondo

Sono ora descritti i principali fondi radioattivi da considerare in esperimenti atti alla ricerca diretta di materia oscura, e i rispettivi metodi di reiezione.

- **Particelle α di superficie:** esse provengono dalle catene del ^{238}U

e del ^{232}Th . Rappresentano un fondo pericoloso in quanto possono generare rinculi nucleari simili a quelli provocati da WIMPs, ma con lo studio delle catene radioattive presenti nell'apparato, con la *pulse shape discrimination* e con accurate purificazioni si possono riconoscere ed eliminare dai dati. Inoltre le particelle α hanno un libero cammino medio breve (pochi centimetri), quindi interagiscono vicino alla superficie dei pezzi che compongono l'apparato: opportuni tagli geometrici possono contribuire alla loro eliminazione.

- **Radiazione γ e β :** la radiazione γ è uno dei fondi radioattivi più importanti nella ricerca di materia oscura sia per l'elevato tasso che per l'elevata penetrazione nella materia. I raggi γ sono prodotti da tutto ciò che circonda l'apparato, dalle strutture stesse e dai decadimenti radioattivi naturali. I raggi γ , interagendo con i materiali del rivelatore quali le strutture o gli eventuali scintillatori, producono elettroni liberi rinculanti con moderata energia. La radiazione β , proveniente dai decadimenti degli isotopi radioattivi presenti nella struttura (come ad esempio il ^{14}C), è assimilabile come effetto alla radiazione γ in quanto alla fine produce un elettrone di energia moderata (di circa qualche MeV). Per ridurre sostanzialmente le contaminazioni da β e γ occorre costruire gli apparati sperimentali utilizzando particolari accorgimenti, come ad esempio adeguate schermature o sistemi di veto, di cui verrà discusso nei prossimi punti.
- **Neutroni radiogenici:** i neutroni radiogenici rappresentano, insieme ai neutroni cosmogenici, la tipologia di fondo più pericolosa per la ricerca diretta di WIMPs. L'effetto dello scattering tra un neutrone ed un nucleo produce un rinculo di quest'ultimo con spettro energetico molto simile a quello di WIMPs: proprio per questo motivo risulta impossibile rigettare i neutroni con la *pulse shape discrimination*. Sono quindi necessarie diverse strategie per evitare di confondere i dati di neutrone con i dati di materia oscura.

I neutroni radiogenici provengono dai decadimenti e dalle fissioni nucleari spontanee degli isotopi radioattivi presenti nei materiali con cui è costruito l'apparato sperimentale; la principale fonte sono i PMTs e le parti interne d'acciaio della struttura dell'esperimento.

Esistono diversi metodi per il riconoscimento delle interazioni dovute ai neutroni. Per prima cosa occorre notare come un neutrone che attraversa un volume di materiale scintillatore possa produrre dei rinculi nucleari multipli, cosa che una WIMP non potrà mai fare data la scarsa probabilità di interazione: la rielezione dei rinculi multipli rappresenta quindi il primo metodo di riconoscimento dei neutroni.

Però non è detto che tutti i neutroni che interagiscono in un apparato scintillatore facciano rinculi multipli: per eliminare anche questa possibilità esistono due metodi esclusivi, lo scudo passivo e il veto attivo. Lo scudo passivo consiste nell'inserimento di materiale schermante tra il volume sensibile e le fonti di neutroni, le quali sono principalmente i PMTs: i neutroni prodotti dalle fissioni nucleari e dai decadimenti hanno bassa energia, quindi uno schermo composto da tanti atomi di idrogeno, come ad esempio il polietilene e l'acrilico, può riuscire a fermarli prima che raggiungano lo scintillatore. Ovviamente i materiali che compongono lo scudo passivo devono essere perfettamente trasparenti ai fotoni prodotti dalla scintillazione delle WIMPs.

Il veto attivo invece non prevede l'utilizzo di uno schermo, ma di un sistema di PMTs con volume sensibile a scintillazione che circonda il sistema di rivelazione delle WIMPs: i neutroni sono riconosciuti dalla termalizzazione o dalla cattura nel sistema di veto. Questo sistema è utilizzato nell'esperimento DarkSide [17] [18], oggetto di questo lavoro di tesi. Come discusso in precedenza questi due sistemi di riconoscimento e reiezione dei neutroni sono esclusivi, infatti l'efficienza del veto attivo è massima se tutti i neutroni possono essere visti, quindi uno scudo passivo toglie la possibilità al veto di riconoscere il fondo in modo efficiente.

Il materiale scintillatore contenuto in un sistema di veto attivo di neutroni deve avere alta sezione d'urto per favorire lo scattering e la cattura di neutroni. Il ^{10}B è un buon candidato: ha alta sezione d'urto di cattura neutronica, dopo la cattura produce particelle α , che depositano tutta la loro energia in pochi μm (quindi permette la costruzione di un rivelatore compatto) ma non riesce a catturare i γ , che rappresentano tuttavia un fondo trattabile con i metodi discussi nei punti precedenti.

- **Muoni cosmici e neutroni cosmogenici:** come affermato precedentemente, soltanto i μ più energetici riescono a raggiungere un laboratorio sotterraneo posto a diverse centinaia di metri di acqua equivalenti. La loro energia dell'ordine di grandezza delle centinaia di GeV, molto lontana dall'intervallo di energia studiato nella ricerca delle interazioni di scattering nucleare di WIMPs, e quindi molto riconoscibile, come anche i neutroni cosmogenici prodotti per spallazione contro i materiali sovrastanti l'esperimento. Tuttavia un'interazione di muone ultrarelativistico può avere come effetto la generazione di isotopi radioattivi con vita media dell'ordine di $t = 0,5$ h, principalmente ^{11}C e isotopi di altri elementi, dei quali è necessario tener conto aprendo una finestra di acquisizione apposita.

1.4 Tipologie di apparati per la ricerca diretta

Ad oggi gli esperimenti di ricerca diretta di WIMPs prevedono cinque principali tipologie di rivelazione: ionizzazione, ionizzazione bolometrica, scintillazione, scintillazione bolometrica e scintillazione-ionizzazione.

- **Ionizzazione:** è pioniere dei metodi di ricerca diretta di WIMPs e prevede l'utilizzo di rivelatori a semiconduttore ultrapuro sotterranei. Il metodo è basato sulla rivelazione della ionizzazione prodotta dai nuclei rinculanti colpiti dalle particelle di materia oscura, e presenta una elevata risoluzione energetica.
- **Scintillazione:** questo metodo di rivelazione si basa sulla misura della luce di scintillazione prodotta dai nuclei rinculanti che le interazioni di WIMPs possono generare. Un esempio di questo metodo di rivelazione diretta è DAMA/LIBRA [9] [8], che utilizza cristalli radiopuri di ioduro di sodio, presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso [15].
- **Bolometria:** un rivelatore bolometrico misura il segnale dovuto alla produzione di fononi nell'interazione di WIMPs in un semiconduttore tenuto a temperature estremamente basse (mK).

Questi tre metodi possono essere combinati a due a due per distinguere i rinculi nucleari da quelli elettronici. Nella ionizzazione bolometrica il rivelatore bolometrico misura il segnale dovuto alla produzione di fononi nell'interazione di WIMPs in un materiale tenuto a temperature estremamente basse (mK). Anche nella scintillazione bolometrica la misura simultanea di due tipologie di segnali può essere d'aiuto per distinguere le due tipologie di rinculo: in questo caso, come avviene nell'esperimento CRESST/CRESST II [10], il segnale di scintillazione in cristalli di CaWO_4 a bassa temperatura è utilizzato per discriminare gli eventi di fondo dai rinculi nucleari. Infine la scintillazione unita alla ionizzazione prevede la misura simultanea della luce di scintillazione e della ionizzazione prodotta dai nuclei rinculanti generati dalle interazioni di materia oscura; questi apparati sono composti da due regioni in cui un gas nobile è mantenuto nella prima a stato liquido mentre nella seconda a stato gassoso. Il segnale di scintillazione primaria è prodotto nella regione di gas liquido, il segnale di scintillazione secondaria invece, dovuto alla raccolta degli elettroni generati dalla ionizzazione, è generato presso la regione a stato gassoso: per questo motivo questi rivelatori sono chiamati "bifasici" .

I risultati ottenuti fino ad ora non sembrano essere in completo accordo:

in tabella 1.1 sono riportati i valori di massa ottenuti dai relativi esperimenti, mentre in figura 1.5 è mostrato lo stato attuale dei range di sezione d'urto e massa esplorati. Da questo grafico si possono osservare i limiti di esclusione dati da esperimenti attivi (linee continue aperte) e da esperimenti futuri (linee tratteggiate aperte), e i possibili candidati di WIMPs scoperti (regioni colorate chiuse). L'esperimento LUX [14] ha identificato la zona di esclusione più recente, ovvero la parte evidenziata in verde; tuttavia alcuni esperimenti come ad esempio DAMA [8] e CRESST [10] hanno ottenuto risultati incompatibili con questo limite. La parte di grafico al di sotto della linea di scattering coerente di neutrino può essere esplorata mediante lo studio della direzionalità del segnale di materia oscura, in quanto la Terra è colpita dal un "vento di WIMPs" proveniente da una precisa direzione, effetto della rotazione della Via Lattea nell'alone quasi statico di materia oscura. La zona in cui si sta concentrando la ricerca di WIMPs è quella contenuta nella regione evidenziata in rosso, con massa tra le centinaia e le migliaia di GeV e sezione d'urto tra 10^{-44} e 10^{-48} cm^2 , tra la regione di esclusione e lo scattering coerente di neutrino. Il progetto DarkSide [17] [18], rientrante nella tipologia dei rivelatori a scintillazione e ionizzazione, si inserisce in questo contesto di ricerca proponendosi per cercare di dare consistenza alle misure fin'ora ottenute, in particolare nella zona a bassa sezione d'urto e a massa di circa 100 GeV.

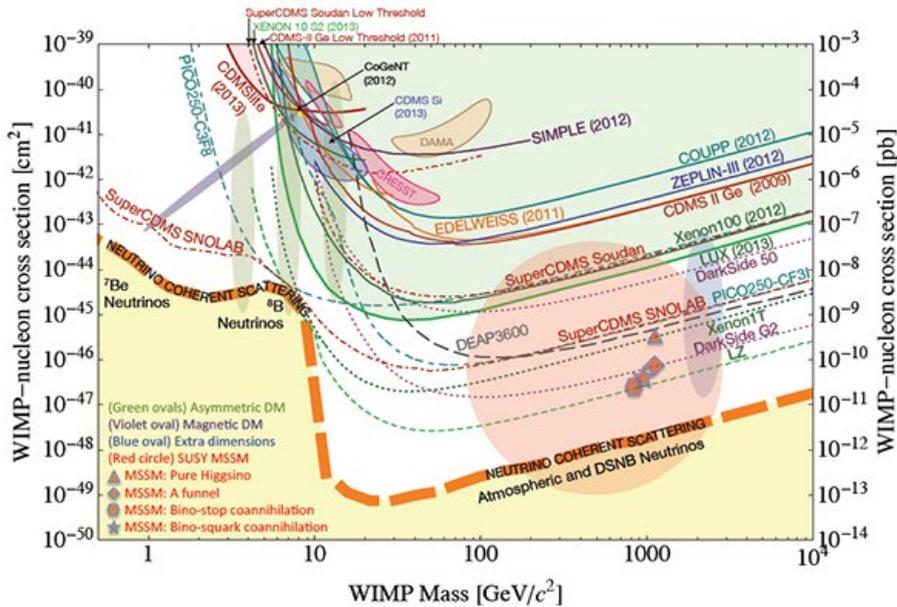


Figura 1.5: Andamenti della sezione d'urto di WIMP misurata da esperimenti in laboratori sotterranei.

Tipologia	Esperimento	Massa
Ionizzazione	CoGeNT	$7 \div 11$ GeV
Ionizz. e Bolometria	CDMS/CDMS II	$\sim 8,6$ GeV
Scintillazione	DAMA/LIBRA [8]	~ 50 GeV o $7 \div 11$ GeV
Scintillaz. e Bolom.	CRESST/CRESST II [10]	12 GeV o 25 GeV
Scintillaz. e Ionizz.	XENON 100 [13]	55 GeV

Tabella 1.1: Risultati di ricerca diretta di materia oscura.

Capitolo 2

L'esperimento DarkSide

DarkSide, *Depleted Argon Cryogenic Scintillation and Ionization Detector* [17] [18], è un esperimento situato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) [15] per la ricerca diretta di WIMPs tramite scattering nucleare. I LNGS sono particolarmente indicati per ricercare eventi rari per l'elevata radiopurezza e per i 3800 mwe (1400 m di roccia) che schermano gli apparati sperimentali, permettendo un significativo abbattimento del fondo cosmico [24]. Tuttavia queste condizioni, seppur favorevoli, non sono ancora sufficienti per poter visualizzare eventi rari come le interazioni di WIMPs perchè spesso coperti dalla componente di fondo sopravvissuta: DarkSide è quindi costruito utilizzando materiali a bassissima contaminazione radioattiva ed è dotato di un sistema di veto attivo con il duplice scopo di rigettare e di misurare *in situ* il fondo residuo.

Per questi accorgimenti tecnici DarkSide-50 ha una sensibilità per la sezione d'urto χ -nucleone di $\sim 2 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ per WIMPs dotate di massa pari a 100 GeV con un *confidence level* del 90%.

2.1 Struttura di DarkSide

L'apparato sperimentale di DarkSide è composto principalmente da tre rivelatori, uno atto alla visualizzazione del rinculo nucleare prodotto da interazioni di WIMPs (l'*Inner Detector*, ID) e gli altri due atti al riconoscimento del segnale di fondo radioattivo (che insieme formano l'*Outer Detector*, OD). Come presentato precedentemente (sezione 1.3), il segnale atteso per eventi di scattering χ -nucleo è il rinculo del nucleo stesso, e quindi la conseguente ionizzazione, con energia $\sim 100 \text{ keV}$ e con rate molto basso, di circa 10 interazioni annuali per tonnellata di bersaglio: i due rivelatori di veto, che compongono l'OD, servono come sistema di riconoscimento delle due tipologie principali di fondo, cioè i muoni cosmici e i neutroni radiogenici e

cosmogenici, quest'ultimi particolarmente pericolosi per il segnale di rinculo nucleare molto simile a quello prodotto da interazione di WIMP. DarkSide è l'unico apparato tra i vari esperimenti attualmente alla prima generazione dotato di un sistema di veto attivo, il che lo rende unico nel suo genere.

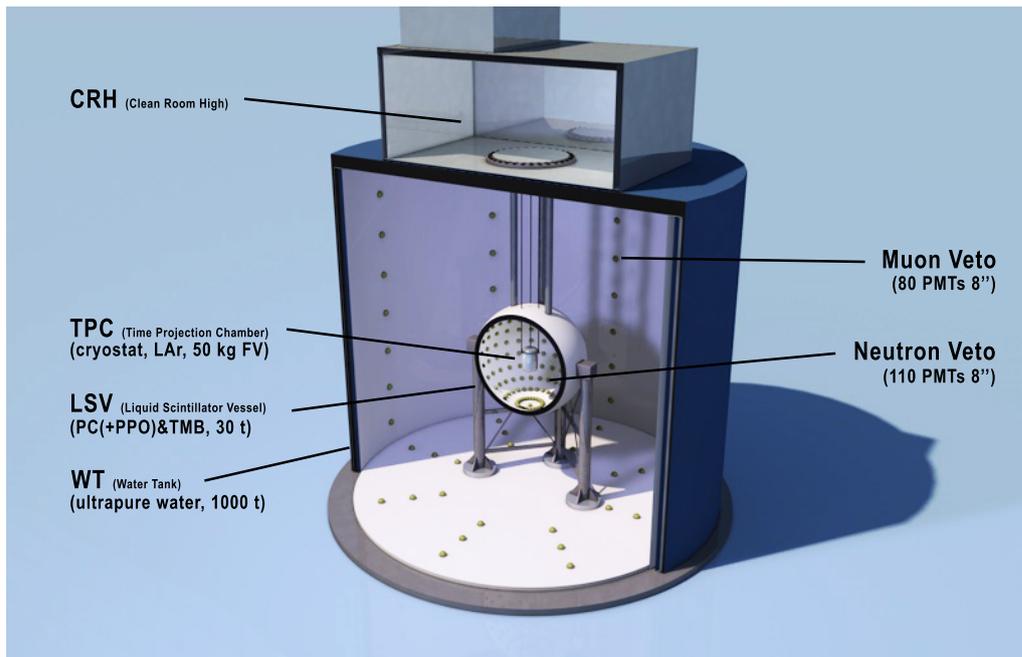


Figura 2.1: Ricostruzione grafica di DarkSide-50.

Nella ricostruzione grafica in figura 2.1 si può osservare la struttura del rivelatore: dall'esterno verso l'interno, la *Water Tank* (WT, il rivelatore di muoni), il *Liquid Scintillator Vessel* (LSV, il veto attivo di neutroni) e il criostato contenente la TPC.

- WT: è una tanica di forma cilindrica, alta 11 m e di raggio di 5 m. Essa in passato è stata utilizzata come contenitore dell'esperimento CTF [19], *Counting Test Facility* di Borexino [20]. Attualmente forma la struttura del rivelatore Čerenkov per il *Muon Veto* di DarkSide: esso è composto da 80 PMT disposti a cerchi paralleli sulla superficie interna della WT, mentre disposti a cerchi concentrici sul pavimento.
- LSV: è una sfera d'acciaio inossidabile, ha raggio di 2 m ed è posizionata nella WT. Il LSV è sorretto da quattro gambe e il suo centro è situato a 4 m dal fondo della tanica; contiene il liquido scintillatore e funge da supporto per i fotomoltiplicatori del *Neutron Veto*. Vicino al polo superiore sono presenti alcune aperture tecniche per la gestione del liquido scintillatore e per permettere l'accesso al criostato. Ospita

il *Neutron Veto*, l'innovativo sistema di veto attivo per i neutroni provenienti da radioattività naturale e indotti dai raggi cosmici, formato da 110 PMT.

- Criostato: contiene la TPC e serve per mantenere l'Argon in stato liquido.
- TPC: *Time Projection Chamber* bifasica, è il rivelatore principale dell'esperimento, dove avvengono le interazioni tra le WIMPs e i nuclei di Argon.

Attualmente il progetto DarkSide è concentrato sulla messa in opera dell'apparato DarkSide-50, la cui TPC contiene 50 kg di Argon liquido; esso è stato preceduto da DarkSide-10, costituito da una TPC contenente 10 kg di Argon posta nel centro di una struttura atta a sorreggere alcune taniche d'acqua utilizzate come schermo. DS-10, al contrario di DS-50, non possedeva un sistema di veto.

2.2 L'Inner Detector

L'Inner Detector di DarkSide è composto da una TPC bifasica con scintillatore ad Argon liquido, di forma cilindrica. Essa è divisa in due parti: la parte inferiore, contenente il gas liquido, è sottoposta ad un campo elettrico costante ed uniforme di 1 kV/cm (campo elettrico di raccolta), mentre la parte superiore, di dimensioni più ridotte e che contiene Argon allo stato gassoso mantenuto in equilibrio dalla pressione di vapore, è sottoposta ad un campo elettrico costante ed uniforme di 3 kV/cm (detto campo elettrico di estrazione e moltiplicazione). Queste due regioni sono separate da una griglia metallica per permettere la discontinuità tra i due campi all'interfaccia.

Due array di 19 PMT Hamamatsu [21] da 3" sono posizionati sulle facce superiore e inferiore del cilindro sono atti a rivelare i segnali prodotti dalla scintillazione delle WIMPs nel volume sensibile: dato che la luce di scintillazione prodotta dall'Argon ha frequenza fuori dalla banda di sensibilità dei PMT è stato necessario rivestire la superficie laterale interna della TPC con un materiale fluorescente, che è in grado di riemettere i fotoni assorbiti nel range di frequenza visibile dai PMT. I PMT utilizzati hanno gain di $3 \cdot 10^5$, tensione di lavoro di 1200 V e basso rumore, pari a $3 \mu\text{V}$ a 200 MHz.

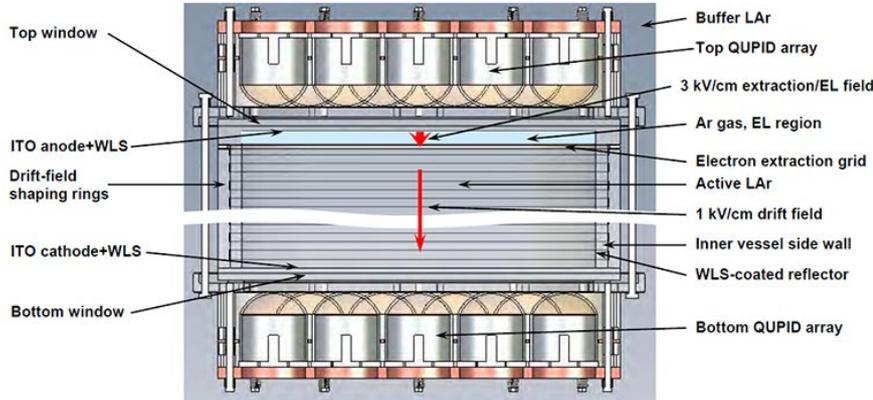


Figura 2.2: Sezione della TPC di DarkSide-50.

2.2.1 La TPC bifasica come rivelatore di WIMPs

Una carica rinculante colpita dalla particella interagente genera due segnali nella TPC bifasica: il primo è un segnale prodotto dalla luce di scintillazione, dovuto all'eccitazione-ionizzazione generata dalla particella rinculante; il secondo è prodotto dagli elettroni liberi (generati da ionizzazione) che non si ricombinano nella zona di Argon liquido ma che riescono a raggiungere la zona di Argon gassoso, attratti verso l'anodo (la griglia metallica che separa le due zone) dal campo elettrico di raccolta. Appena oltrepassata la griglia metallica l'elettrone raccolto subisce il campo elettrico di moltiplicazione in modo repentino: esso viene quindi accelerato, creando un nuovo segnale di scintillazione grazie alle collisioni tra gli atomi di Argon gassoso. Questi due segnali, chiamati rispettivamente S_1 e S_2 , permettono di:

- calcolare il rapporto tra scintillazione e ionizzazione;
- ricostruire spazialmente la collisione nel volume sensibile della TPC, calcolabile lungo l'asse z dalla differenza temporale tra i due segnali nota la velocità di movimento degli elettroni raccolti, lungo il piano x/y dalla quantità di luce raccolta dai singoli PMT dei due array.

La scelta di utilizzare Argon liquido come bersaglio per eventi χ -nucleo deriva principalmente dalla grande differenza esistente tra i rinculi nucleari e i rinculi elettronici ottenuta dalla *Pulse Shape Discrimination*, che quindi permette una facile distinzione tra i due tipi di eventi: l'efficienza di discriminazione attesa è $\sim 10^7 - 10^{11}$. Nel grafico 2.4, il parametro F90 è la frazione di luce di scintillazione rivelata nei primi 90 ns:

Per ogni evento di scintillazione si hanno fotoni provenienti da stati di singoletto e di tripletto, relativi rispettivamente a segnali della durata di circa

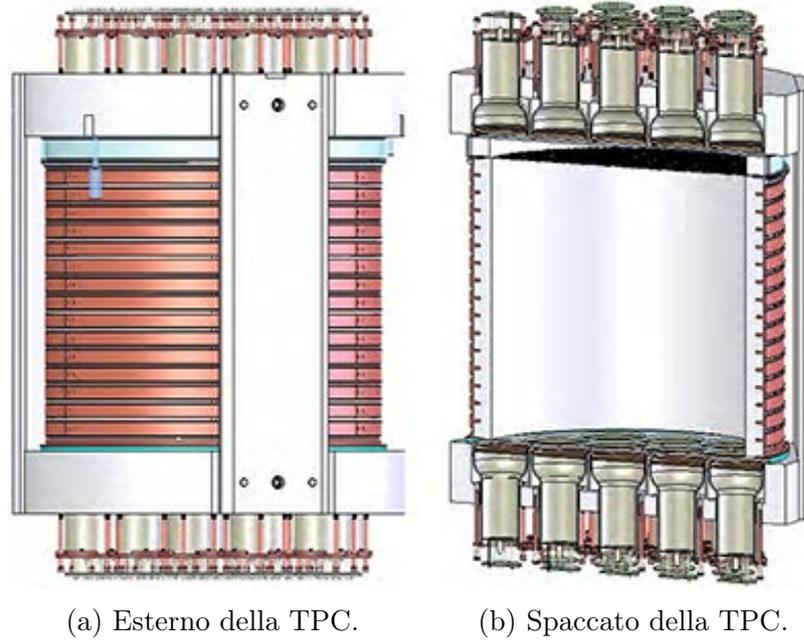


Figura 2.3: Schema della TPC di DarkSide-50.

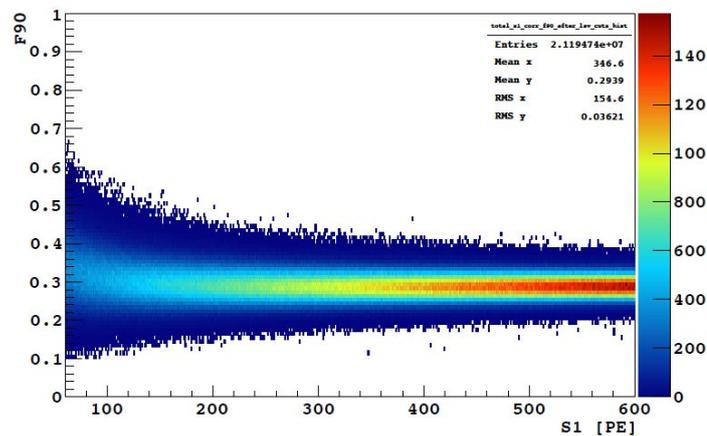


Figura 2.4: F90 rispetto al segnale di scintillazione S1.

~ 6 ns e $\sim 1,6$ μ s: la luce prodotta dal rinculo nucleare ha solo la componente veloce, mentre quella prodotta da rinculo elettronico ha anche la componente lenta, che è predominante. Il profilo della luce di scintillazione generata dalle due tipologie di eventi è dunque molto diverso.

2.2.2 Prototipi e stato attuale della TPC di DarkSide

Attualmente la TPC del prototipo DarkSide-50 contiene 50 kg di Argon atmosferico liquido. Esso contiene diversi isotopi, in particolare ^{39}Ar , il quale decade β^- , con tempo di dimezzamento $\tau = 388$ y, $Q = 565$ keV e attività di circa 1 Bq/kg [36]. Dato che questo isotopo emette elettroni, si può utilizzare la *pulse shape discrimination* per rigettare gli eventi di scintillazione prodotti da tali radiazioni: questo procedimento è funzionale, ma limita la sensibilità in quanto per essere applicato è necessario l'utilizzo di una soglia di rivelazione più alta. In previsione della futura costruzione di una TPC contenente alcune tonnellate di Argon liquido, prospettiva del progetto DarkSide-G2 [18], la quantità di ^{39}Ar diventerebbe talmente elevata da non permettere più la visualizzazione di alcun evento raro. Una possibile soluzione a questo problema consiste nell'utilizzo di *depleted Argon*: questo particolare tipo di gas nobile contiene circa 25 volte meno ^{39}Ar rispetto a quello atmosferico. L'Argon "depleto" proviene da giacimenti naturali sotterranei molto profondi, situati nelle prossimità del mantello terrestre: dato che il livello di ^{39}Ar dipende dalla quantità del nucleo genitore ^{40}K , prodotto dalle interazioni dei raggi cosmici primari e secondari nell'atmosfera, l'Argon proveniente dal sottosuolo e che quindi non risente di questo procedimento presenta una bassissima concentrazione di ^{39}Ar , circa 150 volte minore rispetto all'Argon atmosferico. L'Argon che verrà utilizzato negli stadi futuri di DarkSide proviene dal sito di estrazione di CO_2 *Kinder Morgan Doe Canyon Complex* in Cortez (Colorado, USA), zona in cui la crosta terrestre è così sottile da permettere l'accesso ai giacimenti in prossimità del mantello. L'Argon "depleto" risulta ideale per la rivelazione di eventi rari in quanto l'attività del ^{39}Ar contenuto è minore di 6,5 mBq/kg, a fronte di una attività di 1 Bq/kg dell'Argon atmosferico.

2.3 L'Outer Detector

L'Outer Detector di DarkSide-50 è composto dal rivelatore di neutroni, contenuto nel LSV, e dal rivelatore di muoni, contenuto nella WT; insieme i due rivelatori formano il sistema di veto di DarkSide. Viene presentato nelle prossime sezioni il dettaglio dei due rivelatori.

2.3.1 Il veto attivo di neutroni

Il veto attivo di neutroni è composto da 110 PMT da 8" montati sulla superficie interna del LSV, di nuova progettazione ad alta efficienza quantica ($\sim 40\%$). L'interno del LSV è ricoperto da *Lumirror*, un materiale rifletten-



Figura 2.5: Fotografia scattata all'interno del LSV, prima del riempimento con il liquido scintillatore: al centro è visibile il criostato contenente la TPC, e sulla superficie interna della sfera i 110 PMT che formano il Neutron Veto di DarkSide.

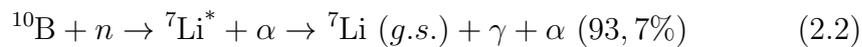
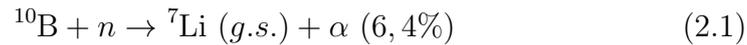
te che permette una maggiore raccolta della luce prodotta. La sfera è completamente riempita da 30 t di scintillatore liquido, una miscela 1:1 di PseudoCumene dopato con PPO (PC, 1, 2, 4-TriMetilBenzene $C_6H_3(CH_3)_3$, PPO 2, 5-difeniloxazolo $C_{15}H_{11}NO$ a 3 g/l) e di TriMetilBorato (TMB, $B(CH_3)_3$). Il TriMetilBorato contiene ^{10}B , particolarmente indicato per aumentare la sezione d'urto di cattura neutronica, come descritto nella sezione 1.3.4.

La perdita di energia di particelle cariche in uno scintillatore liquido di questo tipo avviene per eccitazione-ionizzazione delle molecole di PC: gli elettroni vengono poi ricombinati in stati di singoletto o di tripletto, emettendo luce di scintillazione. Il PPO invece viene eccitato a livello molecolare dai fotoni, prodotti dalla scintillazione del PC, che riesce ad assorbire nei processi radiativi e dalle interazioni dipolari con le molecole eccitate di PC nei processi non radiativi. Per la concentrazione di PPO utilizzata in DS-50 i processi non radiativi sono completamente dominanti sui processi radiativi. In DarkSide-50 l'efficienza di reiezione del fondo dovuto ad interazioni differenti dallo scattering nucleare è elevata; al contrario occorre prestare attenzione agli eventi di rinculo nucleare non dovuti ad interazioni di WIMPs, causati principalmente dalle interazioni neutrone-nucleo. Essi so-



Figura 2.6: Interno della WT: al centro è visibile il LSV, sorretto da quattro gambe d'acciaio; il cilindro è il rivelatore di muoni, i cui i PMT sono disposti sulla superficie laterale interna e sulla base. Tutto il sistema è ricoperto di fogli di materiale riflettente per aumentare l'efficienza di raccolta della luce Cherenkov prodotta dal passaggio dei muoni cosmici in acqua.

no un fondo molto pericoloso per la ricerca diretta di materia oscura, come illustrato precedentemente: non essendo dotati di carica elettrica infatti, non rilasciano energia nello scintillatore per interazione elettromagnetica, ma solo per scattering nucleare (e quindi per l'interazione elettromagnetica del nucleo rinculante). Per questo motivo essi possono penetrare nel rivelatore interno, produrre un segnale molto simile a quello di WIMPs e lasciare il rivelatore, senza interagire ulteriormente. La probabilità che ciò accada è molto bassa: essi infatti interagiscono anche nel LSV con i nuclei dello scintillatore, perdendo energia a causa dei multipli scattering elastici, e una volta termalizzati gli atomi di ^{10}B hanno il compito di catturarli prima che entrino nella TPC. La cattura neutronica su ^{10}B produce:



Nel decadimento allo stato fondamentale l'energia cinetica di α e ^7Li è rispettivamente 1775 keV e 1015 keV; nel secondo canale l'energia cinetica di α , γ e ^7Li sono 1471 keV, 478 keV e 839 keV. Il ^{10}B riduce di molto il

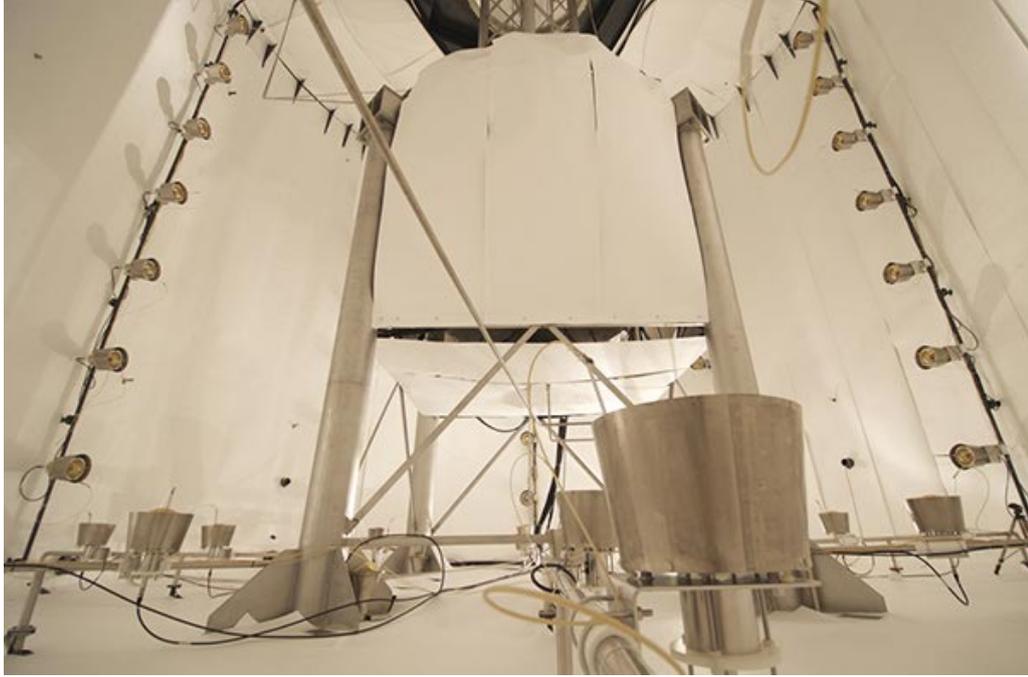


Figura 2.7: Fotografia scattata all'interno della WT, poco prima del riempimento con acqua: tutte le superfici interne sono rivestite con *Lumirror*, materiale che permette una elevata riflessione della luce.

libero cammino medio e quindi il tempo di cattura dei neutroni. Inoltre le particelle emesse dalla cattura hanno un libero cammino medio di pochi μm nello scintillatore, quindi è possibile non tenerne conto nella reiezione dei neutroni.

Il veto attivo di neutroni ha quindi come compito principale quello di misurare e contemporaneamente ridurre il fondo di neutroni.

Resa in luce e *quenching*

La resa in luce dello scintillatore è fortemente influenzata dalla distribuzione della perdita di energia delle particelle, indicata dalla formula di Bethe-Bloch dE/dx . Una elevata perdita di energia per unità di percorso produce una grande densità di eccitazione-ionizzazione, che favorisce i processi non radiativi: questo meccanismo è detto *quenching*.

La luce totale emessa da una particella carica che perde la sua energia cinetica in uno scintillatore può essere scritta nella forma:

$$F = LY \cdot E \cdot QF(E) \quad (2.3)$$

dove E è l'energia cinetica iniziale della particella, LY (Light Yield) è

la resa in luce dello scintillatore (quantità di fotoni prodotti per unità di energia depositata) e $QF(E)$ è il fattore di *quenching*.

Si consideri la formula 2.3 nel dettaglio: in uno scintillatore liquido il *quenching* dipende dalla costante di Birks kB , la quale esprime la quantità di luce assorbita dallo scintillatore quando viene emessa luce per deposizione in esso di una certa quantità di energia; questa costante è strettamente correlata al tipo di scintillatore utilizzato. La costante di Birks è il prodotto di due costanti: k , che esprime la probabilità che una molecola assorba un fotone di scintillazione prodotto, e B , che rappresenta il numero di molecole che possono assorbire luce per unità di energia depositata nello scintillatore. La frazione di fotoni di scintillazione assorbiti è data dalla relazione [25]:

$$\frac{dF}{dx} = LY \cdot \frac{dE}{dx} \cdot QF(E) \quad (2.4)$$

dove il fattore di *quenching* si può esprimere con la relazione dipendente dalla costante di Birks:

$$QF(E) = \frac{1}{1 + kB \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (2.5)$$

Combinando le relazioni 2.4 e 2.5 si può ottenere una forma compatta per la formula di Birks:

$$Q(E) = \frac{1}{E} \int_0^E QF(E) dE \quad (2.6)$$

Questa relazione può essere calcolata in modo empirico attraverso la combinazione di alcuni coefficienti, i cui valori sono dipendenti dalla costante di Birks kB [25]:

$$Q(E) = \frac{A_1 + A_2 \ln E + A_3 (\ln E)^2 + A_4 (\ln E)^3}{1 + A_5 \ln E + A_6 (\ln E)^2 + A_4 (\ln E)^3} \quad (2.7)$$

Essendo lo scintillatore utilizzato da DarkSide-50 di composizione simile a quello utilizzato nell'Inner Vessel di Borexino [20] è stato inizialmente considerato la stessa costante di Birks per i due materiali. Risulta però opportuno trovare il valore preciso di kB (e quindi dei coefficienti A_n) per lo scintillatore di DarkSide-50, in quanto specialmente a basse energie la luce subisce maggiormente il processo di *quenching*.

2.3.2 Il veto di muoni

Il veto di muoni è inserito nella WT, tanica con 10^3 m^3 di acqua ultra pura (1000 t) che costituisce il rivelatore Čerenkov; 80 PMT da 8" sono posizionati sulle pareti interne e sul pavimento. Oltre ad essere parte del sistema di rivelazione dei muoni cosmici, l'acqua contenuta nella WT costituisce anche un ottimo schermo per proteggere l'interno dell'apparato dai prodotti della radioattività naturale presente nell'ambiente.

Effetto Čerenkov da muoni ultrarelativistici

I muoni cosmici che raggiungono i LNGS hanno energia media di $\sim 270 \text{ GeV}$, quindi hanno $\beta \equiv v/c \sim 1$. Propagando nell'acqua contenuta nella WT producono effetto Čerenkov in quanto la loro velocità è maggiore della velocità della luce nell'acqua: un fronte d'onda elettromagnetico si propaga nell'acqua in simmetria conica attorno alla traiettoria della particella, e l'energia è emessa sotto forma di fotoni.

È possibile quindi effettuare il calcolo del numero di fotoni emessi per effetto Čerenkov. Innanzitutto, la perdita di energia per effetto Čerenkov è data dalla relazione:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ch} = \frac{(ze)^2}{c^2} \int_{\epsilon(\omega) < 1/\beta^2} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)}\right) d\omega \quad (2.8)$$

Poichè il risultato risulta positivo soltanto per $\beta^2 \epsilon(\omega) > 1$, la radiazione Čerenkov è emessa nella banda in cui si verifica questa condizione. Per l'acqua la banda di frequenza interessata dall'effetto Čerenkov è quella tra il blu visibile e l'ultravioletto.

Infine, il numero di fotoni emesso per unità di percorso e di lunghezza d'onda è dato dalla relazione:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2(\theta_C(\lambda)) \quad (2.9)$$

con α costante di struttura fine, $z = 1$ e $\beta = 1$ per i muoni, e $\theta_C(\lambda)$ angolo di apertura del cono di luce Čerenkov.

2.4 L'elettronica del veto di DarkSide

L'elettronica del veto di DS-50 si divide principalmente in due parti, la prima relativa al *Muon Veto*, la seconda relativa al *neutron Veto*: i due

rivelatori sono trattati esattamente allo stesso modo sia dal punto di vista dell'elettronica che dell'acquisizione dei dati.

L'elettronica è situata nella *Control Room* di DS-50 presso la Sala C dei LNGS. Essa è alloggiata su tre *rack*, il primo per il rivelatore di muoni, il secondo per il rivelatore di neutroni e il terzo per la gestione del trigger. Negli schemi seguenti sono illustrati i *data flow* dei vari segnali di interesse.

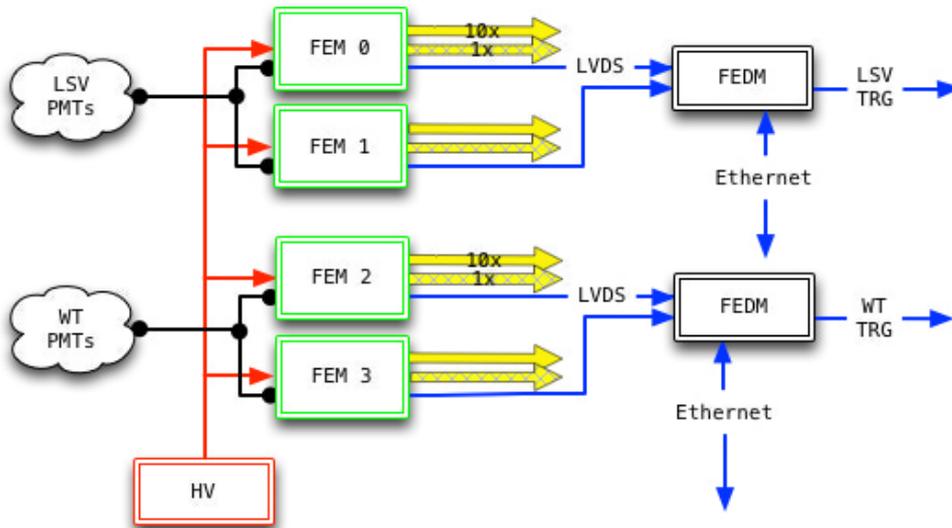


Figura 2.8: Data flow dell'elettronica del sistema di veto. Schemi da INFN Sezioni di Genova e Milano.

Nelle sezioni seguenti è descritta nel dettaglio la composizione e la funzione di ogni modulo e di ogni parte dell'elettronica del veto.

2.4.1 Moduli di high-voltage

I moduli HV hanno il compito di fornire l'alta tensione ai 190 PMT del veto. Nel mainframe CAEN SY4525 [35] sono presenti 6 schede CAEN A1536P [35], ciascuna delle quali è in grado di fornire l'alta tensione a 32 PMT; l'alta tensione viene inviata ai moduli di front-end, i quali distribuiscono ai PMT e la utilizzano anche per alimentare le schede presenti al loro interno. Come dispositivo di sicurezza sono utilizzate resistenze di *interlock*, le quali impediscono la distribuzione dell'alta tensione in caso di malfunzionamento o di lavori presso le connessioni dei cavi.

2.4.2 Moduli di front-end

I FEM (*Front-End Module*) sono moduli progettati e costruiti custom da INFN Sezione di Genova. Essi sono posti sulla parte più alta dei rack del

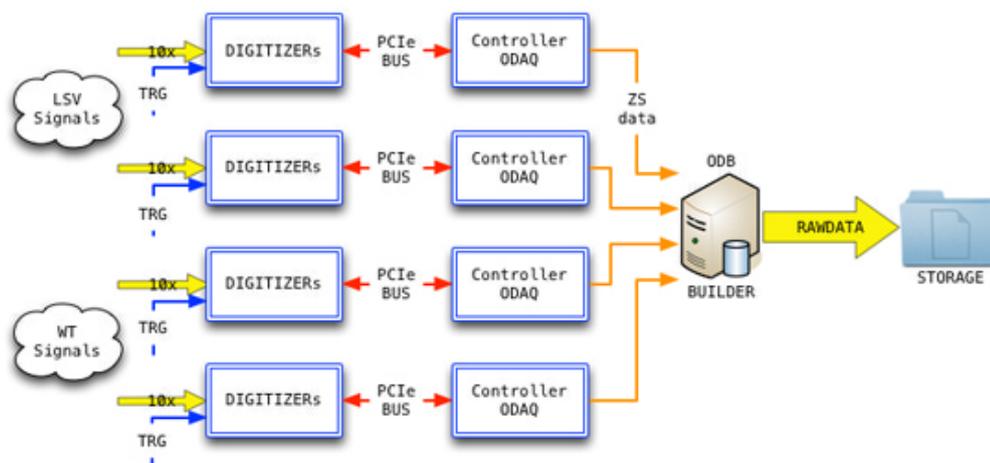


Figura 2.9: Data flow dell'acquisizione dati del sistema di veto. Schemi da INFN Sezioni di Genova e Milano.

muon veto e del neutron veto, e ne sono necessari due per ognuno dei rivelatori. Essi eseguono le seguenti operazioni: distribuiscono l'alta tensione proveniente dai moduli di HV, disaccoppiano il segnale dalla componente continua di alta tensione (con cui condivide il cavo) tramite un filtro passa-alto RC e discriminano il segnale (cioè verificano se è sopra soglia) mediante una soglia programmabile; inoltre è possibile regolare programmaticamente gli offset per ogni canale. Sulla parte anteriore, in uscita, vi sono due diverse amplificazioni per ogni canale, 10x (lemo) e 1x (mcx). Il segnale atteso ha un'ampiezza di ~ 150 mV. Sono alimentati appositi alimentatori.

All'interno dei moduli di front-end vi sono le schede FEAB (*Front-End Analog Board*): esse eseguono le operazioni precedentemente descritte parallelamente su ogni canale, e generano un segnale digitale LVDS ogni qual volta un canale supera la soglia impostata. Questi segnali digitali vengono prelevati dalla parte anteriore del FEM su un supporto flat a 16 canali.

L'elettronica di front-end comprende due schede digitali FEDB (*Front-End Digital Board*). Ogni FEDB contiene una FPGA Xilinx Spartan 6 [34] e un microcontrollore PIC32, i cui compiti sono: gestire e generare il trigger dell'OD, cioè controllare a fronte dei cavi flat contenenti il segnale LVDS prodotto dalle FEAB se è soddisfatta la condizione di trigger - numero di PMT sopra soglia in una certa finestra temporale - e programmare sia il numero di canali ($0 - 255$) che la finestra ($0 - 25,5 \mu\text{s}$); leggere i conteggi ogni secondo per ogni canale, archiviando i dati; inviare i dati via rete LAN tramite protocollo TCP/IP e HTTP, letti da computer tramite i software

di DAQ; infine sopprimere la lettura dei canali con conteggi troppo alti, tramite soglia programmabile. Per poter effettuare tutte queste operazioni le schede FEDB ricevono in ingresso nella parte posteriore i cavi flat con i segnali LVDS provenienti da ogni FEAB e restituiscono in uscita dalla parte anteriore un cavo LAN con cui comunicare con il computer attraverso uno switch. Un ingresso USB permette la programmazione delle FPGA e dei microcontrollori.

2.4.3 Moduli digitali

La parte digitale (FEDM, *Front-End Digital Module*) dell'elettronica dell'OD di DS-50 è composta da due *chassis* National Instruments [32] per il muon veto e due per il neutron veto. I due *chassis* NI PXIe hanno il compito di convertire il segnale analogico amplificato proveniente dai PMT in segnale digitale. I digitalizzatori sono Flash ADC: hanno velocità di 1,25 GSamples/s, risoluzione di 10 bit e memoria interna di 256 MB per ciascun canale. Ciascun digitalizzatore può gestire in parallelo 4 canali, per cui uno *chassis* completo è in grado di gestire contemporaneamente 60 canali. I moduli NI PXIe sono connessi al computer tramite cavi LAN (i quali trasportano i dati acquisiti) attraverso lo switch.

2.4.4 Il trigger dell'esperimento

Come descritto nella sezione precedente, il trigger per l'OD è generato dalle schede digitali FEDB controllando che siano soddisfatte le condizioni di numero di canali colpiti in una certa finestra temporale, detta finestra di trigger. Nel caso in cui venga soddisfatta questa condizione viene generato un segnale di trigger che abilita il sistema di digitalizzazione, il quale inizia ad acquisire dati per un certo tempo. Questa configurazione è utile solo in fase di test e di calibrazione dell'OD, in quanto per il funzionamento a regime dell'apparato sperimentale è necessario che l'Outer Detector e la TPC possano comunicare. Esistono tre ipotesi per l'implementazione del trigger condiviso da TPC e OD:

- TPC *master*, OD *slave*: il trigger della TPC comanda anche il sistema di veto. La presa dati del veto viene attivata soltanto all'arrivo del trigger della TPC: in questo modo, se il veto non dovesse vedere nulla nella finestra di apertura dopo un evento di TPC ci sarebbe un possibile evento di WIMP; se invece all'arrivo del trigger della TPC anche il veto dovesse vedere un evento allora sarebbe fondo. In questo modo la presa dati dell'OD sarebbe limitata dalla TPC;

- TPC e OD *master*: il primo che vede un evento comanda il trigger dell'altro. In questo modo ci sarebbe un controllo incrociato: un evento di WIMP sarebbe possibile solo in caso di lettura della TPC e non dell'OD;
- sistema di trigger indipendente: la TPC e l'OD triggerano indipendentemente. In seguito vengono confrontati i dati.

La prima implementazione per ottenere un trigger globale tra TPC e veto è quella in cui la TPC funge da *master* per il veto: nella sezione 3.2 è presentata la procedura di integrazione del sistema di trigger globale e i test ad essa correlati.

2.5 Il software del veto di DarkSide

I dati generati dai moduli digitali NI del veto vengono mandati tramite rete LAN al computer della sala di controllo dell'esperimento. Per prima cosa è necessario gestire l'acquisizione dei dati, ovvero controllare tutti i parametri, le configurazioni e le modalità per ogni run acquisito; parallelamente si devono gestire i dati in ingresso. Tutte queste operazioni sono eseguite dal software online di acquisizione dati. Una volta acquisiti i dati occorre processarli per estrarne le informazioni fisiche: tale procedura è attuata dal software offline di ricostruzione dei dati.

Sono ora presentati brevemente i componenti del software online e offline del sistema di veto di DarkSide-50.

2.5.1 Software online: acquisizione dati

L'acquisizione dati del veto di DarkSide è composta fondamentalmente da quattro programmi scritti in LabVIEW [33]: ODAQ, ODB, DS50RC e ODS.

- ODAQ (*Outer Detector Acquisition*): è montato sul calcolatore di ciascuno dei quattro *chassis* NI [32], e ha il compito di ricevere i comandi inviati dal run controller DS50RC, acquisire i dati dai digitalizzatori, effettuare alcune operazioni iniziali e inviare i dati al software ODB. Questo programma lavora in modo parallelo, gestendo in contemporanea tutti i canali del controller su cui è montata.
- ODB (*Outer Detector Builder*): è montato sul computer in sala di controllo. Esso riceve i dati frammentati da ODAQ, confronta i frammenti a livello di *timestamp* e di trigger ID, segnale a 16 bit che identifica univocamente il trigger mandato, infine crea un file contenente i

dati. ODB ha anche la funzione di visualizzare durante l'acquisizione i dati in arrivo dai digitalizzatori.

- DS50RC (*DS-50 Run Controller*): è il programma di controllo dell'acquisizione dati di tutto l'esperimento. Le sue principali funzioni sono di inizializzare, avviare, fermare, abortire e resettare l'acquisizione dati, e nel frattempo gestire alcune caratteristiche come ad esempio la tipologia di run (quindi caricare il relativo file di configurazione), lo stop al raggiungimento di un certo numero di eventi o di tempo di acquisizione e l'autorestart. È inoltre collegato al database, su cui scrive le caratteristiche del run. Nel corso di questo lavoro di tesi si è contribuito a livello hardware ad introdurre la nuova tipologia di run globale TPC-veto (sezione 3.2), nella quale l'acquisizione dati della TPC comanda l'acquisizione dati del veto.
- ODS (*Outer Detector Scaler*): questo software permette di visualizzare gli scaler dei due rivelatori di muoni (MD) e di neutroni (ND) sia in tempo reale che da lettura da database. Gli scaler sono suddivisi in tabella, una per il MD e una per il ND, secondo lo schema FEM-FEAB-Ch; la scala di colori di sfondo di ogni elemento della tabella permette di visualizzare lo stato dei canali a livello di rate. In questo lavoro di tesi è presentato un importante improvement di questa visualizzazione, sia in *real-time* che da database, che consiste nella mappatura dei canali rispetto alla posizione geometrica effettiva dei PMT relativi del MD e del ND, con la conseguente visualizzazione tridimensionale degli scaler (descrizione nel capitolo 5).

2.5.2 Software offline: ricostruzione dati

I dati del veto sono processati dal software *odrec* (*Outer Detector REConstruction*), scritto in linguaggio C++ e basato sulla piattaforma di calcolo ROOT [31]. Esso è suddiviso in vari moduli, eseguiti in modo sequenziale per ogni evento analizzato; in questo modo vengono estratte le informazioni fisiche, come ad esempio *npmt*, cioè il numero di canali in cui il segnale supera la soglia di discriminazione, *npulse*, cioè il numero di impulsi dell'evento, e *npe*, cioè il numero di fotoni totali generati dall'evento.

Algoritmo di clustering

In questo lavoro di tesi viene in particolare puntata l'attenzione sull'algoritmo di clustering, contenuto in uno dei moduli di *odrec*. Questo algoritmo ha il compito di leggere i dati ed organizzarli in cluster, a fronte di alcu-

ni parametri quali la soglia, la lunghezza della finestra e la funzione peso. L'informazione rilevante è la carica depositata dall'interazione in un certo tempo:

$$Q(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(\tau)w(t - \tau)d\tau \quad (2.10)$$

L'algoritmo di clustering controlla se la carica $Q(t)$ supera la soglia di clustering. In particolare:

- soglia di clustering: è la soglia che un evento deve superare, in corrente prodotta, in carica depositata o in fotoelettroni raccolti, per essere classificato come evento iniziale del cluster;
- finestra di clustering: quando un evento supera la soglia di clustering apre una finestra con una certa lunghezza in nanosecondi. Il cluster è composto da tutti gli eventi che si verificano in quella finestra temporale;
- funzione peso per la carica: può assumere diverse forme, ad esempio la θ di Heaviside, l'esponenziale decrescente $e^{-\frac{t}{\tau}}$, la distribuzione gaussiana, la funzione triangolo. La funzione peso è normalizzata di modo che il suo integrale assuma il valore 1.

Durante l'analisi descritta nei capitoli successivi sono stati utilizzati diversi algoritmi di clustering con soglie, finestre e funzioni peso differenti per processare i dati. Gli algoritmi di clustering considerati in questo elaborato sono:

- **Amp1**: soglia in corrente a $150 \cdot 10^6$ p.e./sec, con ampiezza del singolo fotoelettrone a circa $150 \cdot 10^6$ p.e./sec. Finestra di clustering di 300 ns, funzione peso gaussiana (quindi a *soft threshold*).
- **Amp2**: soglia in corrente a $300 \cdot 10^6$ p.e./sec, con ampiezza del singolo fotoelettrone a circa $150 \cdot 10^6$ p.e./sec. Finestra di clustering di 300 ns, funzione peso gaussiana (*soft threshold*). La soglia effettiva è a 2 p.e., più bassa di quella dell'algoritmo Amp1.
- **Flatback200**: soglia in carica a 5 p.e., finestra di clustering di 200 ns e funzione peso a θ di Heaviside (*hard threshold*).
- **Top-Down**: prevede la clusterizzazione degli eventi partendo dal cluster caratterizzato dall'evento con maggior carica depositata, a scendere. Dopo aver trovato il picco più alto l'algoritmo organizza i dati

in cluster secondo la finestra, e successivamente li elimina dai dati; nella seconda iterazione verrà di nuovo trovato il picco più alto, il secondo dopo l'eliminazione del picco massimo, e il procedimento viene ripetuto fino a quando l' n -esimo picco massimo trovato è inferiore alla soglia di clustering.

Due parametri importanti riguardo l'algoritmo di clustering sono la soglia reale e la soglia effettiva: la soglia reale di clustering è espressa in p.e./sec, e rappresenta l'ampiezza in corrente dell'evento che si vuole racchiudere in un cluster. La soglia effettiva invece è espressa in p.e., e rappresenta l'energia minima che può essere clusterizzata. Sono stati studiati gli algoritmi Amp1, Flatback200 e Amp2, in quanto il Top-Down è ancora in fase di ultimazione, per contribuire alla scelta del miglior metodo di clustering dei dati da inserire nel software offline di ricostruzione.

Variabili di carica

Nel processing dei dati dell'OD vengono inoltre utilizzati due metodi diversi per il calcolo della carica di ogni singolo evento, denominati *fixed width* e *saturation correction*. Entrambi effettuano un'integrazione della carica in una larghezza pari alla larghezza della finestra di clustering: la differenza sta nella correzione del valore di carica nei canali che presentano segnale saturato, performata nel metodo *saturation correction* tramite estrapolazione triangolare. La carica calcolata è pertanto differente: nell'analisi dei dati effettuata in questo lavoro di tesi verranno considerati entrambi questi metodi per comprendere la configurazione migliore per effettuare l'analisi dei dati del veto.

2.6 Sviluppi futuri del progetto DarkSide

DarkSide-50 è il primo rivelatore del progetto in grado di produrre risultati di fisica, provvisto di veto attivo e alloggiato all'interno della struttura che conteneva l'esperimento CTF [19] nella Hall C dei LNGS [15]; sta acquisendo dati da novembre 2013. Il prossimo stadio dell'evoluzione di DarkSide sarà DS-G2 (*Generation 2*), il quale utilizzerà gli stessi apparati di DS-50, ma il cui volume sensibile sarà composto da da 5000 kg di Argon "depleto" (sezione 2.2.2). La costruzione della nuova TPC per DarkSide-G2, con un numero maggiore di PMT per ognuno dei due array top e bottom e quindi con un'elettronica con un maggior numero di canali, verrà iniziata nel tardo 2016. Infine, un ulteriore esperimento chiamato DS-G3 avrà caratteristiche ancor più performanti dal punto di vista del volume sensibile e della sensi-

Esperimento	Volume sensibile	Volume fiduciale	Sensibilità
DS-10 (2010-2012)	10 kg	-	-
DS-50 (2013-2016)	50 kg	33 kg	$\sim 10^{-45} \text{ cm}^2$
DS-G2 (dal 2016)	5000 kg	3000 kg	$\sim 10^{-47} \text{ cm}^2$
DS-G3	50000 kg	20000 kg	-

Tabella 2.1: Caratteristiche dei vari passaggi del progetto DarkSide.

bilità, per abbassare ancora di più la soglia di sezione d'urto per la ricerca della materia oscura. In tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche dei vari stadi passati e futuri del progetto DarkSide.

Capitolo 3

Improvement dell'elettronica dell'Outer Detector

L'elettronica dell'Outer Detector di DarkSide-50 è stata descritta nel capitolo 2, e la sua realizzazione e messa in opera è stata ultimata nel mese di Settembre 2013. Negli ultimi mesi dell'anno 2013 è stata utilizzata la configurazione di trigger locale per la presa dati, ovvero una presa dati del sistema di veto indipendente dalla TPC, durante la quale è stato testato il funzionamento dell'elettronica e della DAQ dell'OD. A inizio 2014 sono iniziati i lavori di integrazione del sistema di trigger globale tra TPC e veto, e si è resa necessaria una manutenzione dell'elettronica dell'OD per correggere gli eventuali malfunzionamenti ed eliminare le sorgenti di rumore indesiderato, aumentando così la risoluzione del sistema di acquisizione dati.

3.1 Stato dell'elettronica al completamento

L'elettronica di DarkSide-50 al completamento presenta:

- *Neutron Detector* (ND): 2 FEM (front-end module) con 4 e 3 FEAB (front-end analog board), 2 chassis National Instruments con 14 schede di digitalizzazione NI PXIe-5162, 1 FEDB (front-end digital board);
- *Muon Detector* (MD): 2 FEM con 2 e 3 FEAB, 2 chassis National Instruments con 11 schede NI PXIe-5162, 1 FEDB;
- 2 moduli di alimentazione delle schede FEM per il ND e per il MD, e la power supply unit che fornisce l'alta tensione all'apparato, distribuita poi ai 190 PMT;

- sistema di trigger locale, comandato cioè dall'acquisizione dati dell'Outer Detector.

3.2 Integrazione del sistema di trigger globale TPC-veto

Come precedentemente descritto nella sezione 2.4.4 il sistema di trigger locale permette all'Outer Detector di acquisire dati separatamente dalla TPC, in quanto il segnale di trigger è generato dai PMT del veto: se il numero di PMT dell'OD colpiti (cioè i cui segnali superano la soglia di discriminazione) nella finestra temporale di trigger è superiore ad un certo numero di canali, viene generato il trigger locale, il quale fa partire l'acquisizione dati nella finestra di acquisizione. In questo modo però il veto e la TPC non possono comunicare, lasciando i due sistemi di presa dati indipendenti l'uno dall'altro: per riuscire ad ottenere tutte le informazioni di background per ogni evento di TPC è necessario sincronizzare i digitalizzatori del veto con quelli del rivelatore interno. Per raggiungere questa situazione è quindi necessario implementare un nuovo sistema di trigger globale: in particolare si è scelto di far comandare il trigger di tutta l'acquisizione dati alla TPC.

3.2.1 Implementazione hardware

Per soddisfare i requisiti di sincronizzazione richiesti è stato utilizzato il seguente schema di integrazione TPC-veto, mostrato in figura 3.1.

I componenti principali (prodotti da CAEN [35]) sono:

- TPC v1495 trigger module (main): è il modulo di trigger della TPC, che genera il segnale di trigger a seconda del numero di canali colpiti e della finestra temporale dei due array di PMT. È situato nella *clean room* CRH, posta sopra la WT;
- Veto v1495 trigger module: in *local mode* genera il segnale di trigger tramite l'algoritmo descritto in precedenza utilizzando i segnali dei PMT del sistema di veto; in *global mode* invece riceve i segnali di trigger direttamente dal modulo v1495 della TPC, escludendo il computo del trigger del veto;
- Veto Fanout v1495: questo modulo prende in ingresso le uscite del Veto trigger module e ne crea quattro copie, una per ognuno dei quattro *chassis* dell'elettronica del veto.

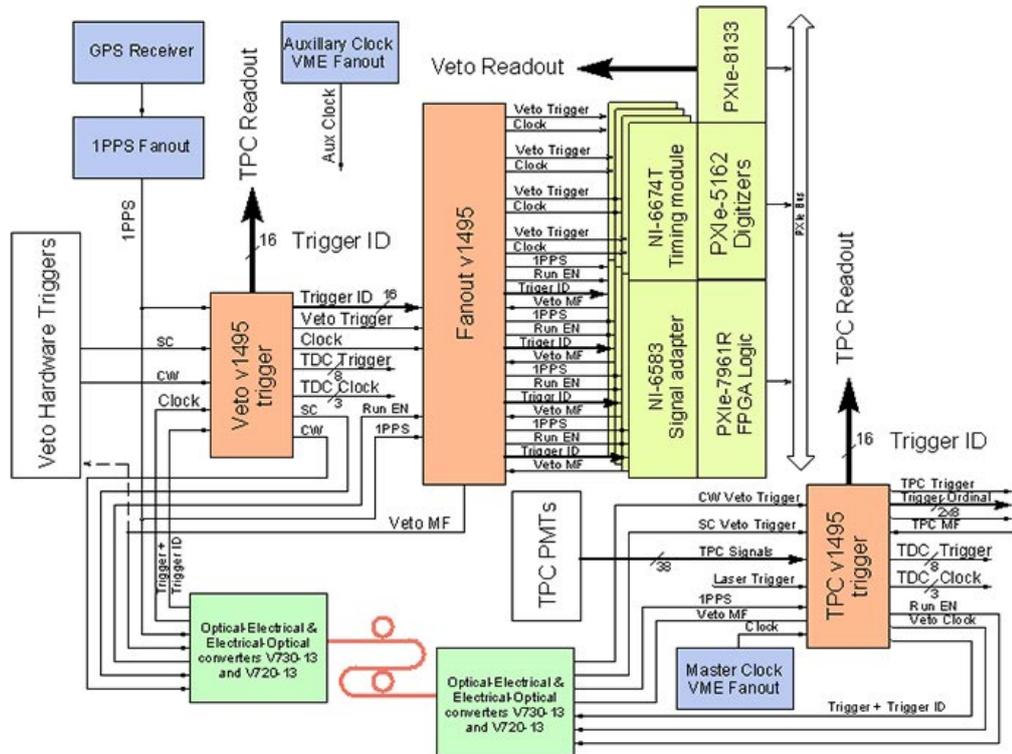


Figura 3.1: Schema dell'integrazione del trigger TPC-veto.

I collegamenti tra la *clean room* CRH, situata sopra la WT e contenente l'elettronica della TPC, e la stanza dell'elettronica del veto sono costituiti da supporti ottici; sono dunque presenti alcuni convertitori atti a trasformare il segnale ottico a segnale trasportabile su cavo lemo. I segnali quadruplicati dal Veto Fanout sono i seguenti:

- *Run Enable* (Run EN): è il segnale TTL che fa partire l'acquisizione dati. Questo segnale è utilizzato per sincronizzare lo start e lo stop dei run in *global mode*;
- *Clock*: clock dell'esperimento, a 50 MHz;
- *1PPS* (*1 Pulse Per Second*): segnale di clock a 1 Hz ad alta precisione, utilizzato per creare il *timestamp* dell'evento;
- *Veto Trigger*: il segnale del trigger del veto.

Inoltre, il *Trigger ID* è un segnale LVDS a 16 bit, e rappresenta il numero identificativo del trigger. I segnali di trigger e il *Trigger ID* sono generati dal TPC v1495 Trigger Module, e trasferiti con collegamenti ottici nella

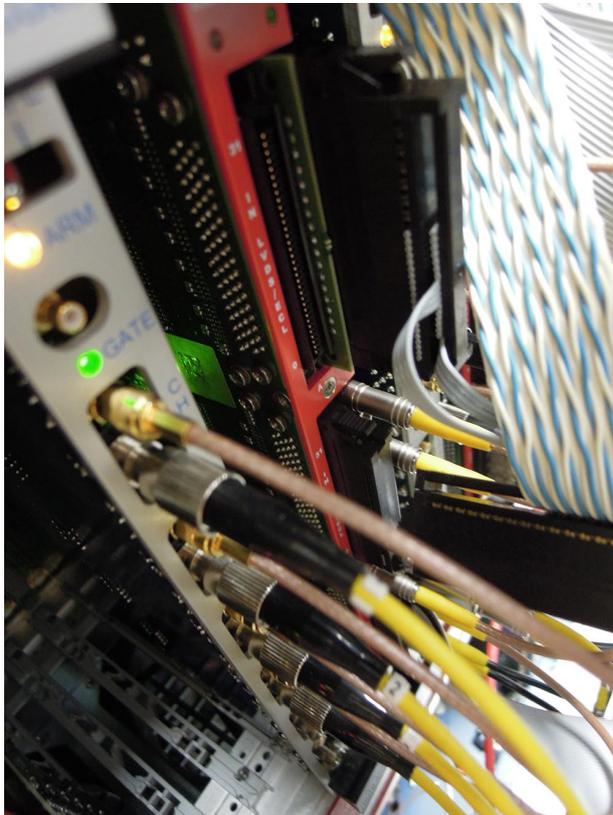


Figura 3.2: Particolare del Veto Trigger Module.

stanza dell'elettronica del veto. Questo segnale è decodificato e posto in una memoria FIFO, poi analizzato; per riuscire a gestire valori molto elevati di trigger rate è utilizzato il segnale *Veto Memory Full* (Veto MF), segnale TTL che inibisce i segnali di trigger della TPC quando i buffer dei digitalizzatori del veto sono pieni. Il segnale Veto MF è infatti mandato al sistema di trigger della TPC per bloccare la creazione di nuovi trigger di TPC (e di conseguenti trigger di veto) quando il sistema di veto è completamente occupato.

In questo lavoro di tesi si è contribuito all'installazione e al collegamento dei moduli di integrazione del trigger relativi al veto, descritti in precedenza. Nella foto 3.4 è riportata la configurazione finale del sistema di trigger integrato per l'elettronica di veto; in tabella 3.1 sono riportate le posizioni sulle schede di timing degli *chassis* del veto del set di segnali che forma il sistema di trigger.

Con l'implementazione di questo sistema di trigger integrato sono così disponibili due diverse modalità di presa dati:

- *local mode*: la TPC e il veto generano e utilizzano i loro trigger;

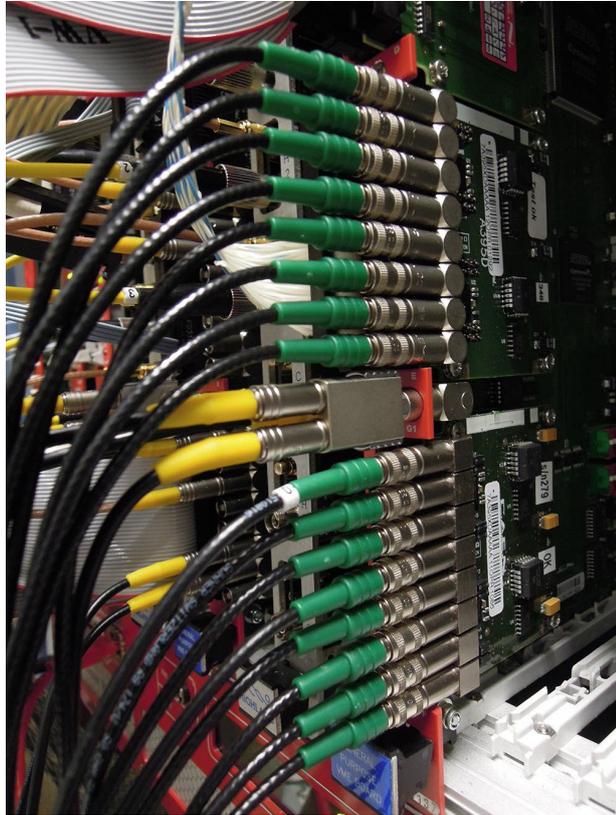


Figura 3.3: Veto Fanout Module: in primo piano le quattro copie su cavi lemo dei segnali utilizzati dal sistema di veto.

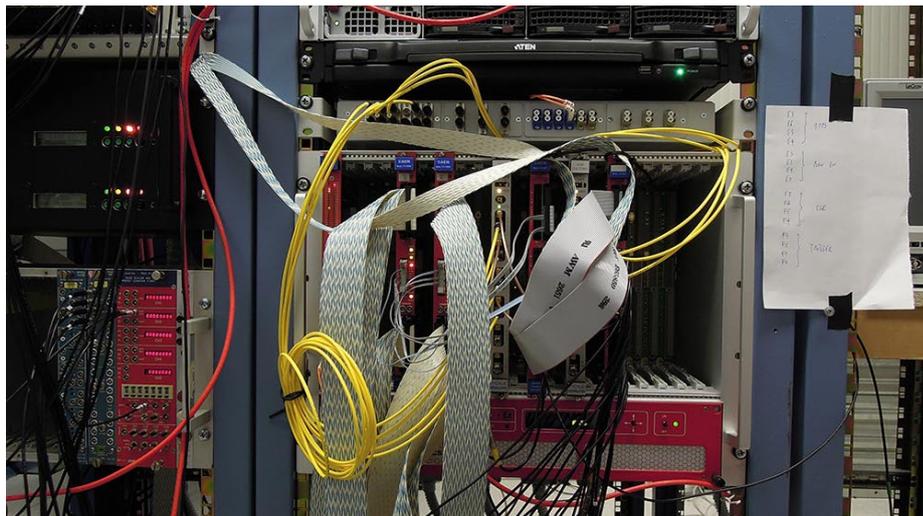


Figura 3.4: Configurazione finale del sistema di trigger globale per l'elettronica di veto.

PFI	Connessione
PFI0	Trigger
PFI1	1 PPS
PFI2	Run Enable
PFI3	Trigger ID
PFI4	Memory Full
PFI5	DAQ Error

Tabella 3.1: Posizioni sulle schede di timing del set di segnali di trigger.

- *global mode*: il veto è *slave* della TPC, in quanto riceve ed utilizza il trigger da quest'ultima, e quindi la sua presa dati è attiva soltanto quando è attiva la presa dati della TPC.

La presa dati globale sarà utilizzata per quasi tutti i *run* con lo scopo di ottenere un primo riscontro sul funzionamento e sulla comunicazione tra l'Inner Detector e l'Outer Detector di DarkSide-50.

3.2.2 Sistema di calibrazione laser a trigger globale

Dopo aver ultimato l'integrazione del sistema di trigger globale è stato necessario apportare alcune modifiche all'elettronica dell'Outer Detector per integrare anche il sistema di calibrazione laser con il trigger globale. Innanzitutto, il laser è posizionato sopra la WT di DarkSide, e da esso escono il segnale luminoso, veicolato tramite fibra ottica a tutti i PMT, e il relativo segnale di trigger. Entrambi questi segnali vengono duplicati e mandati, rispettivamente, all'interno dei rivelatori e all'elettronica della TPC e dell'OD. Il segnale di trigger del laser del veto arriva quindi nella sala dell'elettronica dell'OD sotto forma di segnale TTL: essendo in configurazione globale, questo segnale deve essere quadruplicato e mandato ai quattro *chassis* del sistema di veto.

Le quattro copie del segnale di trigger sono state create utilizzando alcuni moduli di conversione NIM-TTL e un fanout *LeCroy*; successivamente sono state collegate ai moduli di timing presenti sugli *chassis*. Successivamente sono stati creati i file di configurazione per poter inizializzare il sistema di presa dati in *global mode* anche per calibrazioni laser. Infine sono stati effettuati alcuni test per verificare la corretta funzionalità del sistema, in particolare:

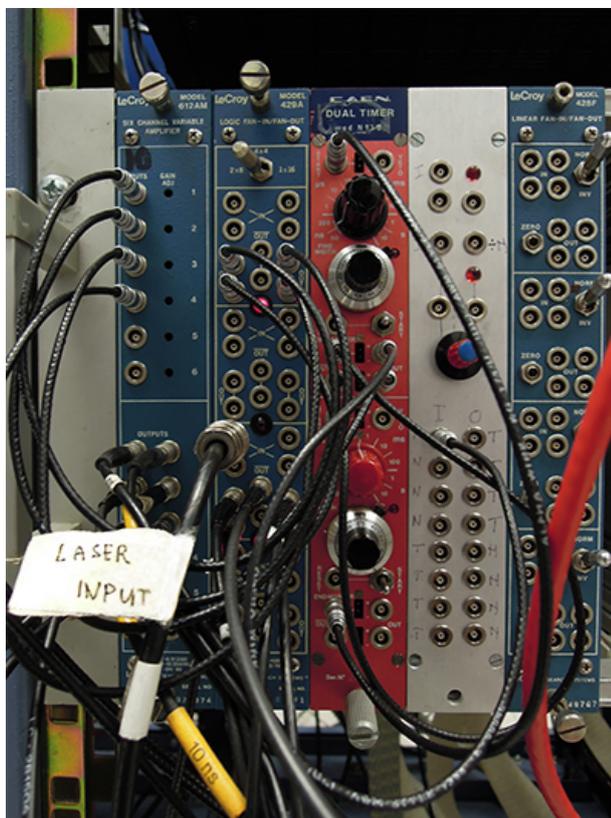


Figura 3.5: Il sistema di calibrazione laser a trigger globale.

- test di comunicazione di rete dei quattro *chassis* con il pc della sala di controllo;
- controllo con oscilloscopio delle uscite del Veto Fanout module e delle quattro copie del trigger laser;
- utilizzo di un trigger esterno per simulare diverse frequenze del trigger laser.

Tutti i test hanno dato esito positivo. E' stato quindi possibile acquisire il primo *run* di calibrazione laser con trigger globale.

3.3 Stato dei canali del rivelatore di neutroni

Dal punto di vista del sistema di acquisizione dati i canali dei PMT sono indicizzati nel seguente modo: ogni *crate* è chiamato FEM# (*front-end module*), con numerazione *zero-based*; ogni FEM contiene fino ad un massimo di quattro FEAB (*front-end analog board*), con lo stesso metodo di

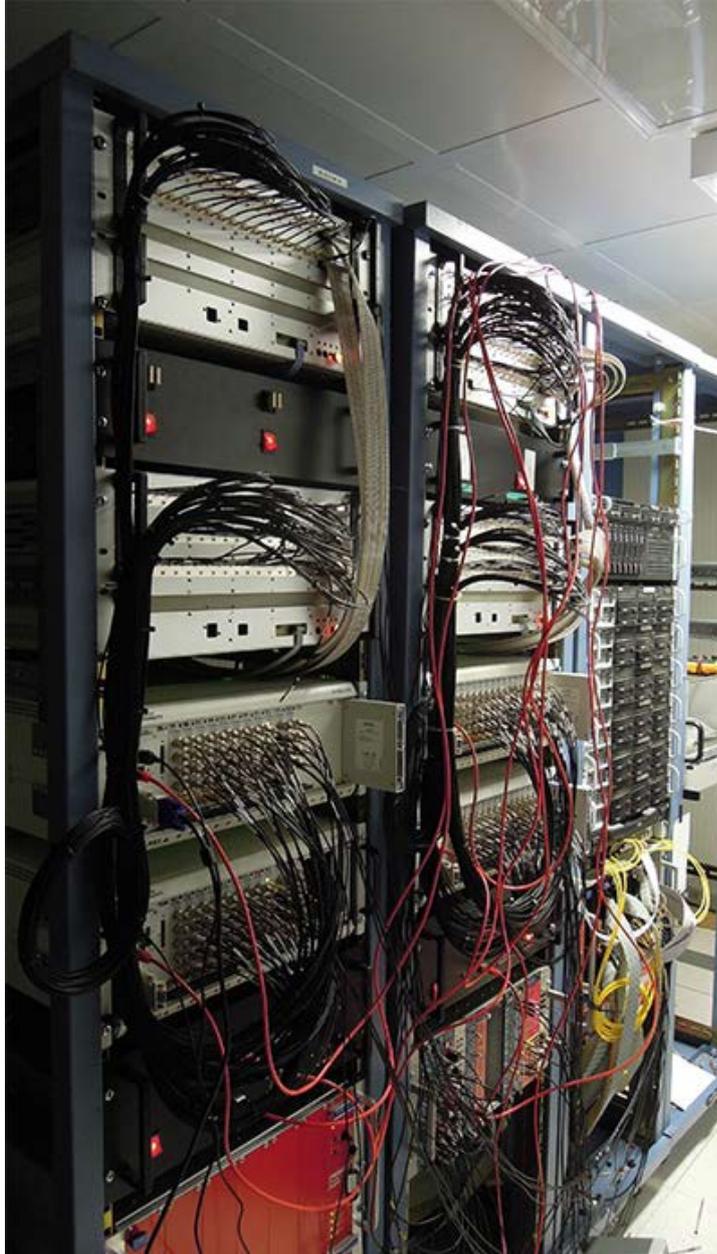


Figura 3.6: L'elettronica dell'OD di DarkSide nella configurazione finale, dopo l'aggiunta del sistema di trigger globale (terzo rack da sinistra, in basso) e del sistema di calibrazione laser (secondo rack da sinistra, in basso).

numerazione; ogni FEAB ospita sedici canali, da 0 a 15. Per il rivelatore di neutroni si hanno quindi due FEM e sette FEAB, con due canali vuoti nell'ultima, disposte quattro nel FEM0 e tre nel FEM1; per il rivelatore di muoni invece si hanno cinque FEAB, disposte tre nel FEM2 e due nel

FEM	FEAB	Canale	Stato
0	3	0	offset non regolato
0	4	0	rumore elettronico
0	6	0	offset non regolato
0	6	1	offset non regolato
0	8	3	assente
0	13	1	assente
1	3	3	ampiezza doppia
1	12	1	offset non regolato
1	13	2	assente

Tabella 3.2: Canali problematici del rivelatore di neutroni.

FEM3. Per mantenere una certa uniformità di segnale all'interno dei cavi si è deciso di collegare i PMT ai front-end senza seguire la disposizione geometrica all'interno del rivelatore, preferendo una distribuzione casuale: un sistema di *mapping* fornisce l'esatta relazione tra il canale e la posizione del PMT all'interno dell'apparato sperimentale. In tabella 3.2 sono riportati i canali problematici del rivelatore di neutroni prima della manutenzione dell'elettronica:

I risultati sono stati ottenuti utilizzando un segnale esterno e un segnale di trigger dati dal generatore d'onda, e inseriti nelle schede di *front-end*: tramite il programma *Channel Inspector* sono stati visualizzate le uscite canale per canale dai digitalizzatori. Si registrano tre canali assenti e un canale in cui l'ampiezza osservata risulta doppia, e con offset non regolato: per quest'ultimo canale, visto che la variazione di offset osservata non giustifica il valore di ampiezza del segnale, è stato effettuato un ulteriore test all'oscilloscopio per appurare che il problema non fosse dovuto alle schede di digitalizzazione.

Si procede quindi alla sostituzione delle quattro schede FEAB del FEM0.

3.4 Improvement delle schede FEAB e FEDB

Come mostrato in foto, a causa del ridotto spazio a disposizione rispetto al numero di canali, la struttura di queste schede presenta parecchi punti critici: molti cavi si sovrappongono per poter portare il segnale dei PMT ai vari moduli elettronici, disposti su due file, e alcuni cavi passano accanto

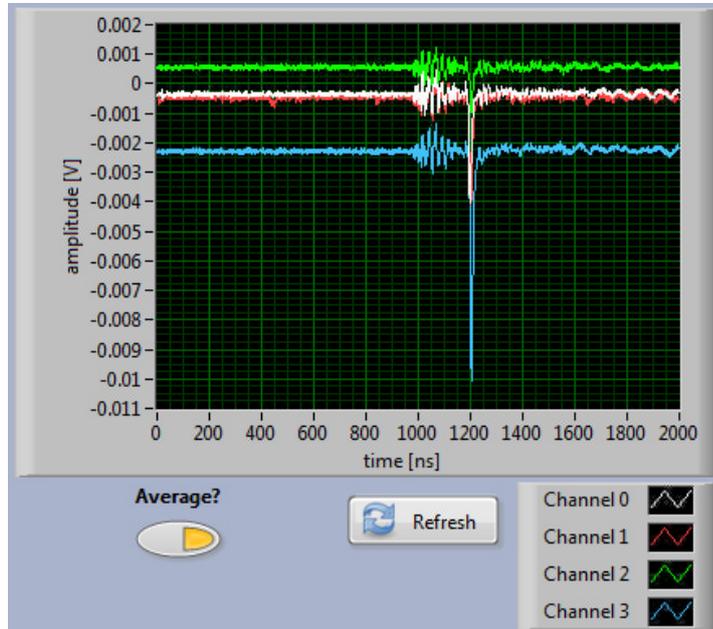
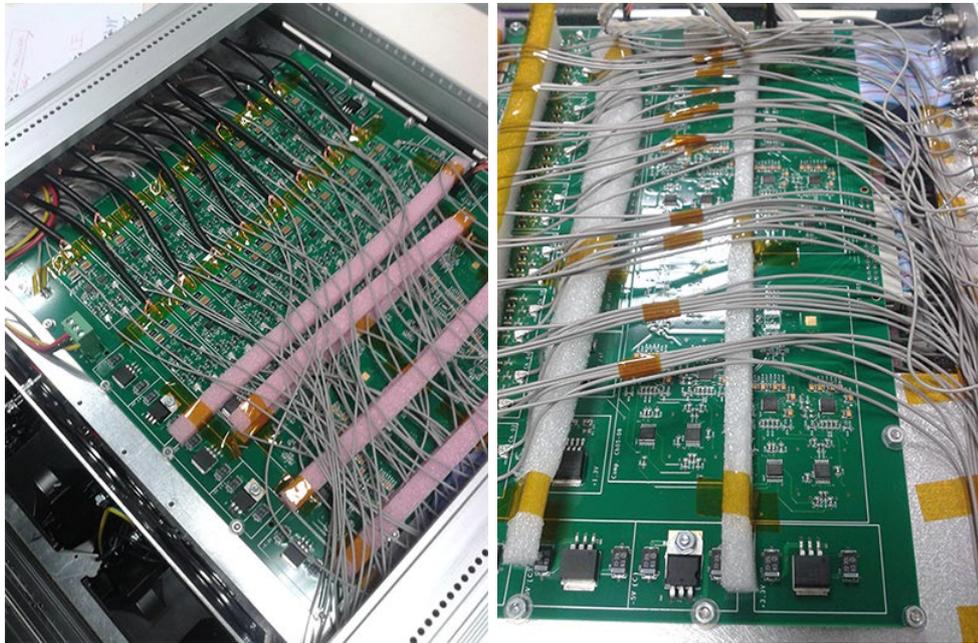


Figura 3.7: Segnale laser in uno dei canali problematici prima della manutenzione: è presente un elevato rumore elettronico e delle oscillazioni.

a condensatori ed induttori. Le nuove schede, oltre a ripristinare i canali assenti, presentano una struttura più ottimizzata che le rende molto meno inclini ad induzione di correnti parassite nei componenti elettronici, fonti indesiderate di rumore.

Per la sostituzione delle schede di *front-end* si sono innanzitutto scablati i PMT in entrata nella parte posteriore del modulo di *front-end* e i cavi lemo in uscita dalla parte anteriore; dopodichè si sono estratti i moduli FEM, sono stati aperti e sono state sostituite le schede FEAB. Infine si sono ricablati i dei cavi lemo secondo l'indicizzazione FEM-FEAB-Ch e i cavi dei PMT secondo il *mapping* sul retro del rack dell'elettronica del rivelatore di neutroni. Inoltre durante queste operazioni il sistema di alimentazione è stato portato all'esterno perchè possibile fonte di rumore elettronico ed oscillazioni.

Per testare la nuova configurazione sono state ripetute le misure effettuate in precedenza, con impulsaggio esterno a 20 Hz e tensione 1,8 V: è stato notato un notevole abbassamento del rumore elettronico e delle oscillazioni, e l'assenza di un canale. Quindi sono stati scablati nuovamente i PMT ed è stato inserito il cavo relativo al PMT del canale assente nel canale relativo al PMT rotto, recuperando di fatto un canale. Nel canale assente è stato inserito un tappo, riportato in figura 3.10, mentre il cavo del PMT rotto è rimasto non cablato.



(a) I cavi si sovrappongono più volte. (b) I cavi sono raggruppati tra di loro.

Figura 3.8: Schede FEAB estratte dai moduli di *front-end*: presentano criticità che compromettono il rapporto segnale-rumore introducendo segnali parassiti. In particolare si può notare che i cavi grigi che trasportano il segnale disaccoppiato dalla prima linea di filtri passano a stretto contatto con l'elettronica della seconda linea di filtri.

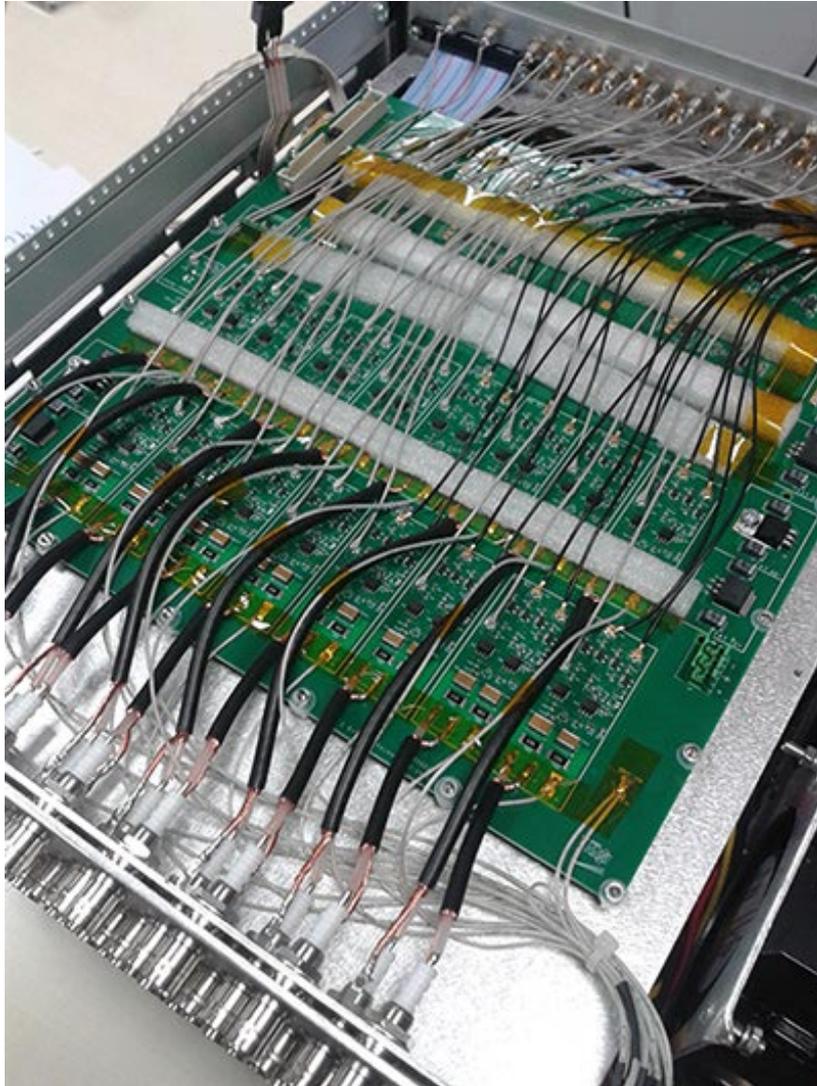


Figura 3.9: Vista di una delle schede FEAB di nuova fattura: i cavi che trasportano il segnale disaccoppiato sono distribuiti uniformemente, non si sovrappongono e non sono legati a gruppi. I cavi provenienti dalla prima linea di filtri non passano più accanto all'elettronica della seconda linea perchè sono legati ai cavi neri di HV e sollevati grazie ad un supporto di gommapiuma.

3.4.1 Risultato dell'improvement

Dopo l'improvement delle schede di front-end di metà rivelatore di neutroni sono stati recuperati due canali, è stato risolto il problema dell'ampiezza doppia di un segnale non dovuta all'offset non regolato ed è stato osservato un netto miglioramento del rapporto segnale-rumore, in particolare sulla FEAB1. Inoltre le oscillazioni indotte dal sistema di alimentazione mostrate in figura 3.11a sono scomparse. Risulta quindi auspicabile la sostituzione anche delle altre schede di *front-end* per la riduzione del rumore elettronico e

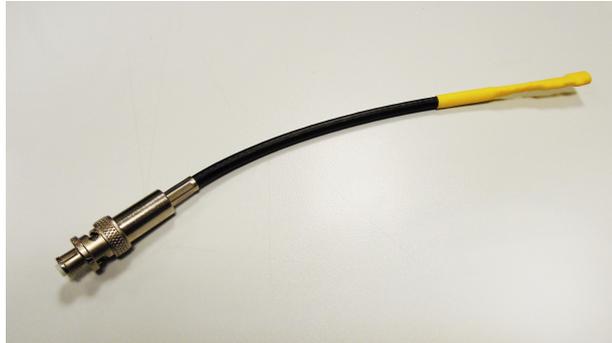
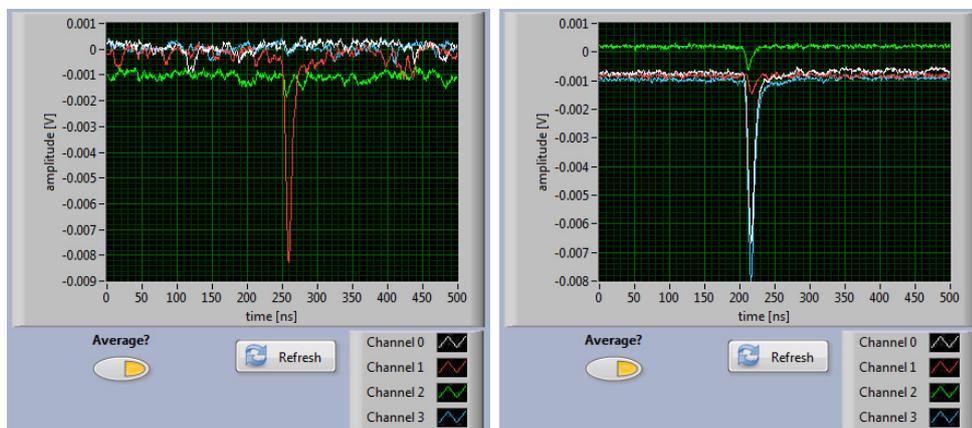


Figura 3.10: Tappo capacitivo per chiudere i canali scablati, evitando l'ingresso di segnali.



(a) Picco del laser prima della manutenzione. (b) Picco del laser dopo la manutenzione.

Figura 3.11: Visualizzazione del segnale laser prima e dopo la manutenzione dell'elettronica: le oscillazioni sono scomparse e il rumore elettronico è diminuito. Gli offset non sono ancora regolati.

delle oscillazioni; queste schede non presentano un elevato numero di canali danneggiati, solo la FEM2 infatti (primo blocco di schede del rivelatore di muoni) presenta un canale assente.

3.4.2 Ricalcolo degli offset

A conclusione della manutenzione dell'elettronica dell'Outer Detector di DarkSide-50 è stato necessario ricalcolare e correggere gli offset dei canali, per poi poter effettuare un test di acquisizione dati. Dopo la sostituzione delle schede FEM infatti alcuni canali presentano un offset non nullo, da correggere durante l'acquisizione dati. Il calcolo degli offset viene effettuato tramite run di calibrazione laser: utilizzando il programma *Channel Inspector*, montato sugli *chassis* dei digitalizzatori NI e che permette di ispezionare ogni singolo canale di ogni scheda, sono stati misurati tutti gli offset non

nulli e successivamente corretti. In figura è presentato il risultato esemplificativo della correzione degli offset per quattro canali (il posizionamento dei canali è diverso rispetto all'uscita dei front-end: l'ispezione infatti avviene sui moduli di digitalizzazione, che suddividono i canali a gruppi di quattro, scheda per scheda).

3.5 Set-up per la presa dati globale

Dopo la correzione degli offset è iniziata la fase di ripristino delle funzionalità della presa dati dell'Outer Detector, con obiettivo l'acquisizione del primo run con entrambi i rivelatori TPC e OD, nella configurazione di trigger globale.

3.5.1 Test DAQ del sistema di veto

Per prima cosa è stato effettuato un test di presa dati con la nuova configurazione hardware. Questo test ha avuto come scopo:

- la visualizzazione e il ricontrollo degli offset dei canali, dopo la correzione a zero;
- lo studio del rumore elettronico delle nuove schede;
- il controllo dell'autorestart della presa dati al raggiungimento di un certo numero di eventi (sia per la TPC che per il veto) e allo scadere di un intervallo di tempo, entrambi impostabili.

In seguito è stato acquisito un run con trigger esterno e con i PMT spenti, con soglia a 30 mV, utilizzando il laser a 10 Hz con 45 μ s di finestra: questo run di rumore ha permesso la visualizzazione di un significativo aumento del rapporto segnale-rumore con la nuova configurazione dell'elettronica. In seguito è stata accesa l'HV dei PMT del rivelatore di neutroni e del rivelatore di muoni, con l'inserimento delle resistenze di *interlock* nei moduli CAEN di power supply tolte per il run di rumore, ed è stato acquisito un run di calibrazione laser; tramite il programma *Channel Inspector* è stato visualizzato il segnale laser e sono stati ricontrollati gli offset.

3.5.2 Primi run a trigger globale dopo l'improvvement

Dopo aver effettuato alcuni run di test della durata di alcuni minuti è stato possibile acquisire il primo run di calibrazione laser significativo con tutto

Run	Eventi	Trg rate	Win	Threshold
420	1,5 M	250 Hz	45 μ s	30 mV

Tabella 3.3: Caratteristiche del primo run di laser dopo la manutenzione.

l'OD dopo la manutenzione dell'elettronica, i cui parametri sono riportati in tabella 3.3.

Per effettuare questo run è stato collegato il trigger del laser con l'impulsatore esterno, permettendo la regolazione della frequenza dalla sala dell'elettronica, ed è stato introdotto un oscilloscopio in modalità *spy* per osservare il segnale proveniente dal laser per confrontarlo con quello visualizzato nell'acquisizione dati. Il test è andato a buon fine: non si sono evidenziati errori nell'acquisizione dati né nel setup hardware, e l'ispezione dei canali durante la presa dati ha confermato la bontà dell'improvement delle schede di *front-end* per risoluzione e rapporto segnale-rumore. Questo run è stato acquisito a fine Febbraio 2014, ed è stato utilizzato per studiare la situazione dell'OD rispetto all'inizio della presa dati: questa analisi è descritta nel dettaglio nel capitolo 4.

In seguito è stato acquisito il primo run globale TPC-veto, il numero 428, le cui caratteristiche sono riportate nell'immagine 3.12, dall'interfaccia del Run Controller (DS50RC). Tutti i run di dati della successiva campagna di misure di DS-50 verranno acquisiti con la configurazione di trigger globale descritta in questo capitolo.

The screenshot displays the Run Controller (DS50RC) interface, which is used for managing the detector's operation. It is divided into several sections:

- Global Run Controller:** Contains buttons for INIT, RESET, START, RESUME, STOP, PAUSE, KILL, and REBOOT.
- Local Run Controller:** Divided into TPC and OUTER sections, each with its own set of control buttons (INIT, RESET, START, RESUME, STOP, PAUSE, KILL, REBOOT).
- RunInfo TPC and RunInfo OUTER:** Two panels providing detailed information about the current runs.

Run ON	Run Number	RunScope
<input checked="" type="checkbox"/>	6549	Global
Run Type	20:35:12	Start Time
normal_g510_not	14/01/25	
# events	Elapsed Time (s)	
8432	244	
Stop on Duration	Max Duration	
<input checked="" type="checkbox"/>	0	
Stop on # Events	Max # Events	
<input checked="" type="checkbox"/>	200000	
Start Comment		
first global run		
Stop Comment		

Run ON	Run Number	RunScope
<input checked="" type="checkbox"/>	428	Global
Run Type	20:35:12	Start Time
normal_g45000	14/01/25	
# events	Elapsed Time (s)	
8087	244	
Stop on Duration	Max Duration	
<input checked="" type="checkbox"/>	0	
Stop on # Events	Max # Events	
<input checked="" type="checkbox"/>	0	
Start Comment		
first global run		
Stop Comment		
- RunScope:** A log window showing the sequence of events and responses from various components.


```

Time      Log
14/01/25 20:07:14  Response of TPC_EventBuilder ds6b4 port 5451 Success
14/01/25 20:07:14  Response of TPC_EventBuilder ds6b4 port 5452 Success
14/01/25 20:07:14  Response of TPC_EventBuilder ds6b4 port 5453 Success
14/01/25 20:07:16  init command to tpc_Aggregator dsag port 5460 BEGIN_PROLOG
buff:
      
```
- Status Indicators:** A series of status boxes for different detector components, all showing "Running" status.
 - DB online? Write DB
 - Status ODBuilder: Running
 - Status TPC AG: Running
 - Status ODAQ: Running
 - Status v1720BR: Running
 - Status v1495BR: Running
 - Status TPC EB: Running

Figura 3.12: Run 428: primo run globale TPC-veto, dall'interfaccia del Run Controller (DS50RC).

Capitolo 4

Studio della stabilità temporale del sistema di veto

L'esperimento DarkSide-50 ha iniziato la presa dati all'inizio del mese di Novembre 2013. Da metà Dicembre 2013 tutti i PMT sono stati spenti e la presa dati interrotta; tutte le operazioni sono riprese a metà Gennaio 2014. In questo capitolo viene studiata la stabilità temporale dell'apparato, in particolare del sistema di veto: le analisi effettuate sui dati hanno lo scopo di verificare il corretto funzionamento di tutti i sistemi di acquisizione dati, di controllare lo stato del veto e dei PMT e di valutare i possibili effetti che possono presentarsi con l'invecchiamento del sistema.

La visualizzazione dell'andamento del rate dei PMT del LSV ha evidenziato un trend discendente nei primi mesi di accensione: occorre verificare l'origine di questo andamento, per capire se si tratta del cambiamento dello stato di salute dei PMT, dello scintillatore, di un effetto legato alla catena elettronica oppure di un fenomeno fisico. In seguito sarà possibile trarre conclusioni sullo stato generale dell'apparato.

4.1 Caratteristiche del sistema legate alla variazione del rate

In figura 4.1 è mostrato l'andamento del rate dei PMT nei primi mesi di presa dati dell'esperimento: l'effetto è abbastanza elevato, corrispondente ad una perdita media di rate di circa il 30% nei soli primi due mesi. I periodi di rate nullo corrispondono allo spegnimento dei PMT, avvenuto in particolare nel periodo natalizio 2013. Nelle prossime sezioni si prendono in considerazione le eventuali cause all'origine di questo calo.

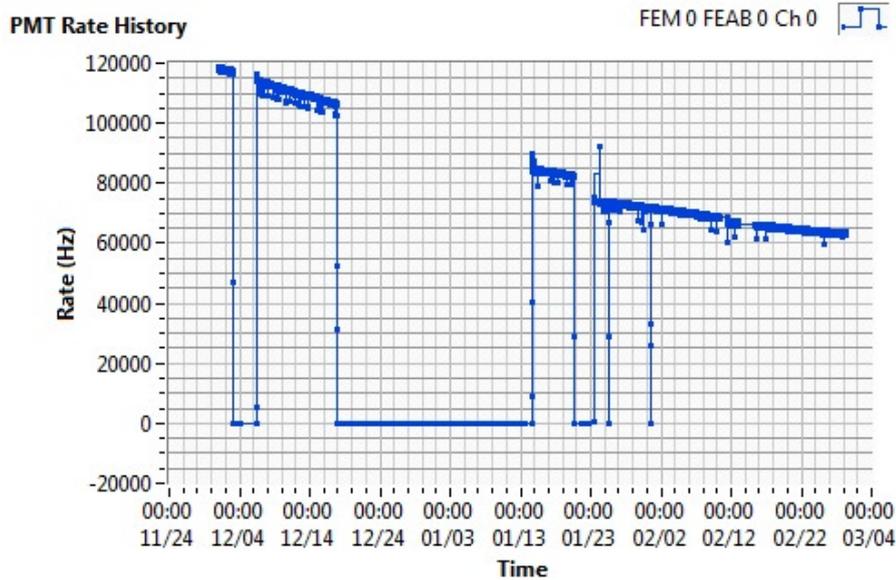


Figura 4.1: Andamento del rate per il canale FEM0, FEAB0, Ch0, da fine Novembre 2013 a inizio Marzo 2014.

4.1.1 Effetti sui fotomoltiplicatori

I due effetti più importanti da prendere in considerazione per cercare le eventuali cause dell'abbassamento del rate sono il *dark noise* e l'*afterpulse*: essi infatti sono effetti correlati all'efficienza quantica del PMT, ovvero la capacità del fotocatodo di convertire un fotone in un fotoelettrone.

Dark noise: a causa di un aumento di temperatura le parti metalliche contenute all'interno del PMT possono emettere elettroni, i quali subiscono i campi di moltiplicazione e generano una cascata elettronica. Il segnale prodotto è molto simile alla forma del segnale di singolo fotoelettrone (SPE, *Single Photo-Electron*): in particolare se l'elettrone viene emesso dal fotocatodo avrà la stessa ampiezza di un segnale di SPE, se invece viene emesso da un dinodo avrà una ampiezza inferiore perchè subisce solo una parte della catena di moltiplicazione. L'effetto di *dark noise* può sia contribuire al rate misurato sia contribuire alla perdita di efficienza quantica, in quanto vengono persi degli elettroni: tuttavia l'effetto sulla variazione di efficienza quantica è di lieve entità, perchè gli elettroni persi per effetto termico vengono rimpiazzati dalla ricombinazione di altri elettroni sul fotocatodo. Una diminuzione di *dark noise* comporta in ogni caso la diminuzione del rate osservato.

Afterpulse: la catena di moltiplicazione all'interno del PMT è contenuta in una regione ad alto vuoto, tuttavia possono essere presenti alcuni atomi o molecole. Se essi vengono a trovarsi sulla traiettoria della valanga elettronica tra i dinodi possono subire ionizzazione, trasformandosi quindi in coppie elettroni-ione positivo: gli elettroni estratti si accodano alla valanga, mentre lo ione subisce il campo di accelerazione percorrendo la traiettoria al contrario. Lo ione positivo accelerato urta contro il fotocatodo estraendo degli elettroni, i quali, con un certo ritardo, generano un impulso supplementare che si accoda al segnale fisico. Se la ionizzazione avviene all'inizio della catena di moltiplicazione, lo ione acquista media energia e urta contro il fotocatodo trasferendo ad esso poca energia: l'*afterpulse* avrà entità minore e sarà temporalmente vicino all'impulso principale, mentre lo stesso impulso principale subirà maggiormente l'effetto degli elettroni aggiuntivi. Se la ionizzazione invece avviene alla fine della catena di moltiplicazione, lo ione acquista estrema energia e urta violentemente contro il fotocatodo, trasferendo ad esso una quantità di energia considerevole: l'*afterpulse* avrà entità maggiore e sarà temporalmente più distaccato all'impulso principale, mentre lo stesso impulso principale subirà in modo più lieve l'effetto degli elettroni aggiuntivi. L'efficienza quantica è influenzata da questo meccanismo perchè l'urto dello ione accelerato contro il fotocatodo può arrecargli danni, diminuendone la capacità di produrre fotoelettroni: uno degli effetti della perdita di efficienza quantica è la diminuzione del rate.

4.1.2 Stato dell'elettronica

Un'altra possibile causa legata alla perdita di rate è legata allo stato dell'elettronica. Potrebbe esserci stata infatti una variazione della soglia energetica nella discriminazione dei segnali da parte dei front-end, oppure lo spostamento del picco del laser nei run di calibrazione, che quindi esce dalla finestra di decodifica con la quale sono processati i dati. Inoltre, potrebbe essersi verificata una variazione delle caratteristiche fisiche dei supporti ottici che veicolano il segnale laser dal generatore fino ai PMT dovuta all'invecchiamento del sistema. Dalla manutenzione e dai controlli effettuati non sono risultate evidenti variazioni nella soglia o nella posizione dei picchi del laser.

4.1.3 Situazione dello scintillatore

L'abbassamento del rate osservato nei primi mesi di presa dati può essere dovuto anche a fenomeni fisici che si stanno verificando all'interno dell'apparato sperimentale. Ad esempio alcuni isotopi radioattivi contenuti nei

materiali che compongono la struttura o facenti parte delle impurezze dello scintillatore o dell'acqua possono avere una vita media compatibile con questo intervallo temporale, e quindi una volta decaduti in elementi stabili sono più in grado di contribuire al rate osservato. Parallelamente a questo fenomeno potrebbe anche essersi verificata una separazione degli elementi chimici dello scintillatore (in particolare TMB e PC), e quindi una deposizione di particolato sul fondo del LSV con l'abbassamento del rate di alcuni canali. Nel capitolo 5 è presentata la visualizzazione storica tridimensionale degli scaler di tutti i PMT del veto, che permetterà di confermare o confutare queste ultime ipotesi.

Un primo elemento che ha permesso di capire come l'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori non sia stata influenzata da effetti come il *dark noise* o l'*afterpulse* risiede proprio nell'andamento del rate presentato in figura 4.1, comune a tutti i PMT del veto. Durante il periodo natalizio, tra il 20 Dicembre 2013 e il 7 Gennaio 2014, i PMT sono rimasti spenti, infatti il rate è zero; nonostante ciò, alla ripresa delle attività dopo la pausa il valore del rate misurato era diverso da quello misurato poco prima dello spegnimento dei PMT. Ciò rappresenta una prima prova del fatto che il calo di rate osservato non è dovuto agli effetti *dark noise* e *afterpulse*, né quindi alla perdita di efficienza quantica. Occorre ora capire dai dati se questa ipotesi è vera, e quindi comprendere la natura di questa perdita di rate.

4.2 Confronto tra acquisizioni distanziate temporalmente

Per comprendere la natura dell'abbassamento di circa il 30% del rate osservato sono stati utilizzati due run di calibrazione laser acquisiti con le medesime caratteristiche, uno a fine Novembre 2013 appena partita la presa dati (run 342) e uno a fine Gennaio 2014, run acquisito dopo la manutenzione dell'elettronica (run 420). Le due grandezze in esame sono:

- *SPE Mean*: rappresenta il numero medio di fotoelettroni prodotti, funzione dell'efficienza quantica del PMT;
- *Occupancy*: rappresenta la frazione di eventi in cui c'è segnale, funzione della probabilità un fotone raggiunga il PMT, che esso colpisca il fotocatodo e che il fotocatodo emetta un fotoelettrone, convertendolo poi in segnale.

Per ottenere le informazioni *SPE Mean* e *Occupancy* dai dati è stato utilizzato il software offline di ricostruzione dati *odrec* (presentato in sezione

2.5.2): esso permette di processare i dati grezzi provenienti dal DAQ a fronte di alcuni parametri di ingresso, come per esempio la finestra di decodifica. Per entrambi i run è stata utilizzata una finestra di decodifica per il laser di $[150 - 210]$ ns per il LSV e di $[105 - 175]$ ns per la WT; dato che il picco del laser è presente nella finestra $[150 - 210]$ ns sia per il LSV che per la WT in entrambi i run, essa è stata scelta come finestra di studio per il laser. Inoltre è stata considerata un'altra finestra a $[350 - 410]$ ns in cui non compare il picco del laser, per effettuare lo studio del rumore di fondo.

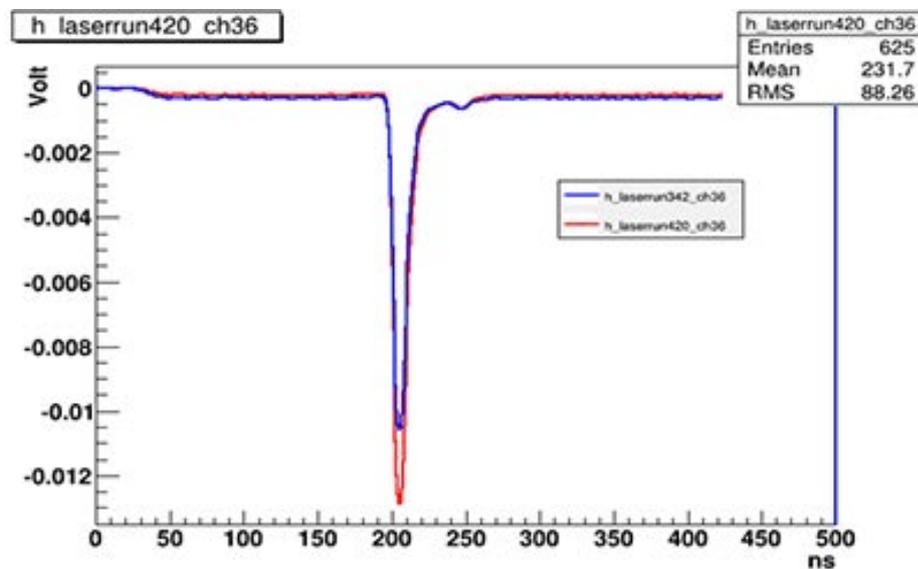


Figura 4.2: Posizione del picco del laser per uno dei canali del LSV: si può notare come il picco sia contenuto nella finestra di decodifica.

Dai dati processati nelle due finestre sono state calcolate tramite post processing le due grandezze in esame, per il LSV e per la WT separatamente; successivamente sono stati calcolati canale per canale i rapporti tra i valori di *SPE Mean* e i rapporti tra i valori di *Occupancy* per i due run.

4.3 Risultati del confronto tra dataset

Nei paragrafi seguenti sono presentati i risultati del confronto tra i due run di calibrazione laser distanziati temporalmente. Il rapporto tra le grandezze considerate è eseguito tra il run più recente (il numero 420, acquisito a fine Gennaio 2014) e quello meno recente (il numero 342, acquisito a metà Novembre 2013).

4.3.1 Finestra in cui non è presente il laser

In figura 4.3 è mostrato il rapporto, canale per canale, delle *SPE Mean* e delle *Occupancy* per LSV e WT. Le regioni in cui non sono presenti punti, sia per la figura 4.3 che per la figura 4.4, rappresentano canali ai quali non è collegato il relativo PMT.

Nella finestra di coincidenza casuale [350 – 410] ns non è presente il picco del laser, ma solo rumore. La *SPE Mean* dei PMT non sono variate per LSV e WT: ciò significa che la carica prodotta per ogni singolo fotoelettrone è rimasta invariata nel tempo, quindi anche il fattore di moltiplicazione (lo stato di salute dei dinodi). L'*Occupancy* dei PMT della WT è rimasta invariata, mentre per i PMT del LSV si registra un calo del 30% circa: il rapporto è costante sul valore 0,6. Ciò indica un calo del rate nel LSV, cioè un calo del rumore.

4.3.2 Finestra in cui è presente il laser

Allo stesso modo, in figura 4.4, nella finestra [150 – 210] ns si può notare come la *SPE Mean* sia rimasta invariata, come nel caso precedente. L'*Occupancy* relativa dei canali del LSV nella finestra di decodifica contenente il laser è compatibile con l'andamento nella finestra senza il laser: l'efficienza quantica non è quindi variata tra i due run. Nella WT l'*Occupancy* non è variata, come nel caso precedente: l'andamento è centrato sul valore 1. Ciò conferma che le fibre ottiche e l'allineamento ottico del laser non hanno subito variazioni.

4.4 Conclusioni sullo stato dell'invecchiamento del sistema

Il confronto effettuato su due run di calibrazione laser distanziati temporalmente, uno all'inizio della presa dati e l'altro due mesi dopo, ha mostrato risultati incoraggianti: il calo del rate di circa il 30% non è dovuto all'invecchiamento dei fotomoltiplicatori né dell'elettronica, in quanto l'efficienza di moltiplicazione e l'efficienza quantica sono rimaste invariate, e allo stesso modo sono rimaste invariate le caratteristiche fisiche dei supporti ottici (le fibre ottiche che veicolano il laser verso i PMT) e gli offset dell'elettronica. La causa del trend discendente del rate risiede quindi nella diminuzione della componente radioattiva di fondo, in particolare nel LSV: alcuni isotopi radioattivi con tempo di vita media breve presenti nelle catene contenute nello scintillatore sono decaduti. Nel capitolo 5 si andrà a valutare tramite la visualizzazione storica tridimensionale dei rate se questa variazione è

4.4 Conclusioni sullo stato dell'invecchiamento del sistema 69

uniforme o meno, per capire se c'è stata una deposizione di particolato sul fondo del rivelatore o una disuniformità degna di nota.

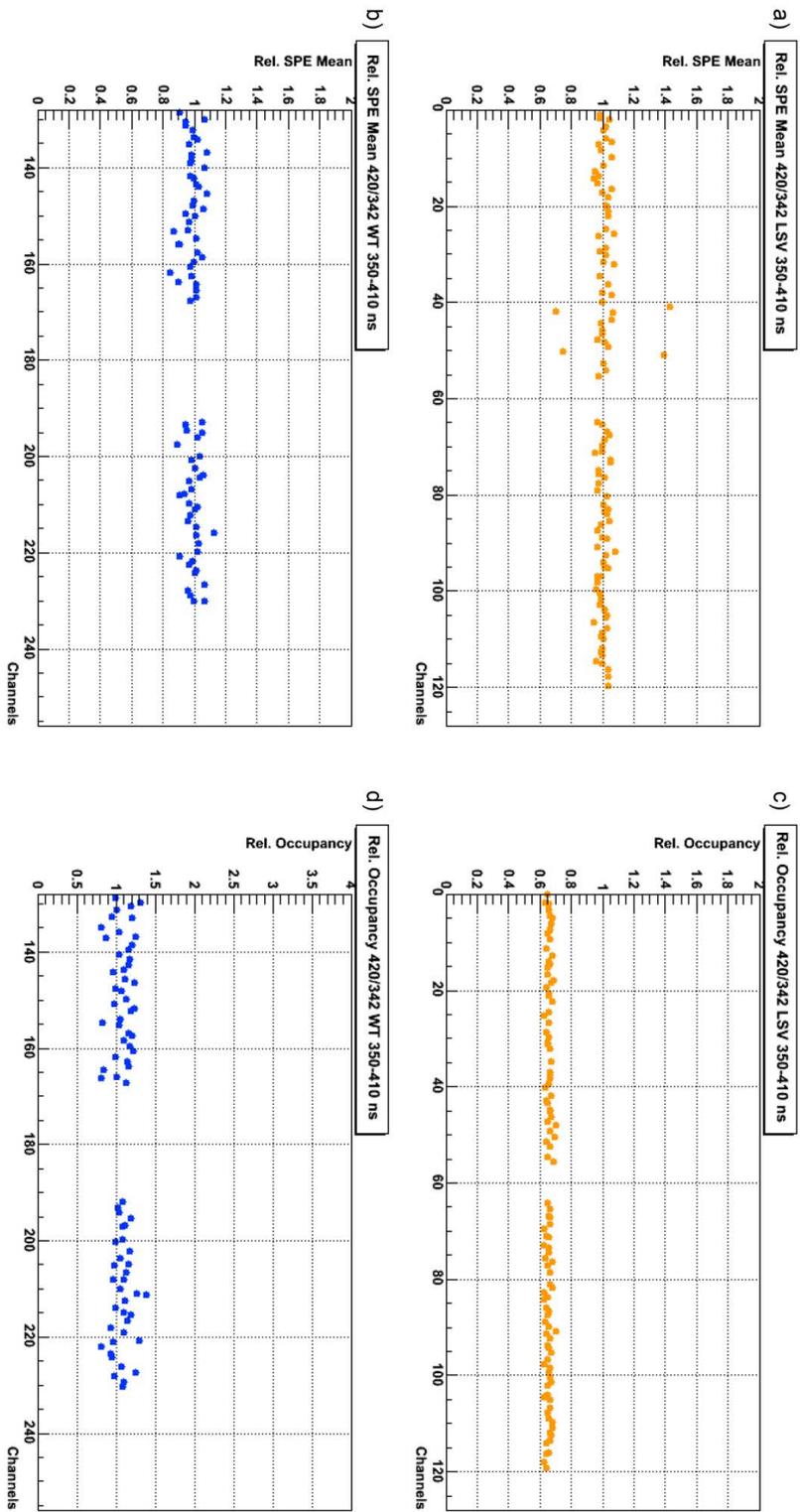


Figura 4.3: Confronto tra il run 420 e il run 342, finestra di decodifica [350 – 410] ns, in cui non è presente il laser.

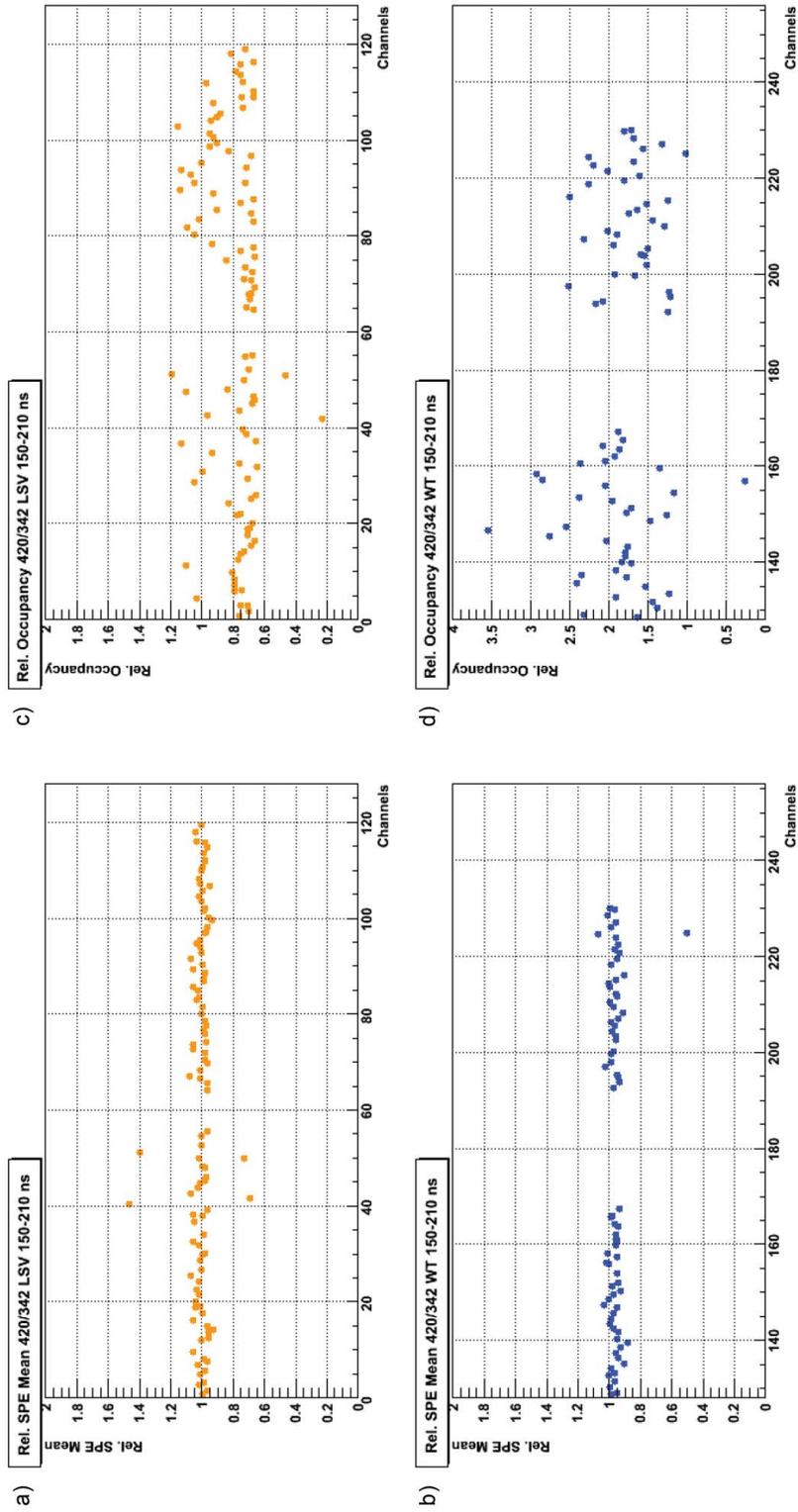


Figura 4.4: Confronto tra il run 420 e il run 342, finestra di decodifica [150 – 210] ns, in cui è presente il laser.

Capitolo 5

Monitoring online 3D degli scalers dei PMT del veto

Il software online ODS, *Outer Detector Scaler*, installato sul computer nella sala di controllo dell'esperimento, ha il compito di visualizzare i rate di ogni canale del veto di DarkSide. Questo programma riceve i dati degli scaler del veto e li visualizza in tabella secondo la struttura MD-FEM-FEAB-Ch, ND-FEM-FEAB-Ch: non si hanno riscontri sull'effettiva posizione $x - y - z$ del PMT relativo ad ogni canale, in quanto si è scelta una mappatura casuale tra canale e PMT per ragioni di uniformità durante la distribuzione dei segnali dall'apparato alla sala dell'elettronica. Una struttura di questo tipo permette di avere sotto controllo i canali, ma non di visualizzare velocemente alcune altre caratteristiche fisiche rilevanti, come ad esempio la correlazione tra il rate osservato e la posizione della raccolta di luce; l'aggiunta di un monitoring online spaziale degli scaler dell'OD rappresenta quindi un significativo miglioramento al programma.

Da queste premesse durante questo lavoro di tesi è stato progettato, scritto, implementato e testato un nuovo modulo di visualizzazione 3D di tutto l'Outer Detector, sfruttando la classe *3D Object* del software NI LabVIEW.

5.1 Calcolo delle coordinate spaziali dei PMT

Per prima cosa è stato necessario calcolare le coordinate spaziali di tutti i PMT del MD e del ND di DS-50. I parametri forniti dalla mappatura dei canali sono i seguenti:

- ***PMT-id***: è il numero identificativo del fotomoltiplicatore, relazionato in modo casuale al corrispondente canale;

- **FE-ch**: indica la posizione del canale nello schema dell'elettronica dell'esperimento secondo la notazione FEM-FEAB-Ch;
- **Hole/Position**: questo valore rappresenta la posizione del PMT, ed è composto da due numeri, il primo dei quali indica l'angolo sul piano orizzontale e il secondo l'altezza rispetto al centro della sfera.

Tramite i progetti del LSV e della WT è stato possibile risalire alle coordinate spaziali di ogni singolo PMT, utilizzando una simmetria sferica per il LSV e una simmetria cilindrica (per la superficie laterale) e polare (per la superficie di base) per la WT. Tutto il sistema di coordinate ha come origine $(0, 0, 0)$ il centro della sfera, nel quale è posizionata la TPC. Tali coordinate sono salvate su un file ASCII, insieme alle informazioni identificative dei relativi canali.

5.2 Il programma ODS-Viewer

ODS-Viewer, il programma per la visualizzazione 3D dei rate, effettua tre operazioni principali: l'inizializzazione, durante la quale legge e registra le coordinate dei PMT a fronte di un file ASCII o da database; la creazione della scena tridimensionale, in cui genera una scena tridimensionale con una sfera posizionata in corrispondenza di ogni PMT; il calcolo della posizione, che permette di risalire alle posizioni $x - y - z$ a fronte dell'indicizzazione FEM-FEAB-Ch del canale selezionato. Nei punti seguenti sono descritte nel dettaglio queste tre funzionalità.

- **Init from DB, Init from file**: questi due metodi sono esclusivi, e gestiscono la lettura da file ASCII o da database e la registrazione delle posizioni $x - y - z$ di ogni PMT del LSV e della WT, in modo ordinato secondo il canale relativo.
- **Get Scene Obj**: questo metodo riceve in ingresso le posizioni dei PMT e i colori con cui colorarli, generati da una funzione esterna a ODS-Viewer a fronte dei rate. In seguito crea la scena tridimensionale: aggiunge in serie tutti i PMT e li colora con il valore corrispondente al rate. La visualizzazione 3D viene aggiornata in *real-time* ad ogni update degli scalers, il quale avviene ogni 4 secondi;
- **Get Position**: permette di risalire alla posizione $x - y - z$ registrata a fronte del relativo canale per una veloce individuazione.

Inoltre ODS-Viewer può leggere e visualizzare i dati da database: la lettura è effettuata a fronte di due *timestamp*, l'inizio e la fine della ricerca.

I moduli di lettura restituiscono quindi l'insieme dei rate registrati di tutti i PMT nell'intervallo temporale scelto, secondo il metodo:

$$Ch_0[rate(t_0), rate(t_1), rate(t_2), \dots], Ch_1[rate(t_0), rate(t_1), rate(t_2), \dots]$$

Tramite opportune funzioni è stato possibile riorganizzare i dati nel modo:

$$t_0[rate(Ch_0), rate(Ch_1), \dots], t_1[rate(Ch_0), rate(Ch_1), \dots]$$

Questa inversione ha permesso di utilizzare i dati letti da database in un ciclo, che ad ogni iterazione aggiorna la figura tridimensionale con la configurazione successiva.

5.3 Implementazione del modulo ODS-Viewer in ODS

Il software ODS è sviluppato secondo un'architettura composta da tre cicli paralleli, uno per gestire gli eventi quali il cambio di pagina della struttura tabulare la selezione di valori e tutte le azioni a livello utente (*user event loop*), uno per visualizzare le informazioni (*display loop*) e uno per gestire la macchina a stati su cui si basa tutta la visualizzazione (*state machine loop*). Il modulo ODS-Viewer è implementato nel *display loop* per non bloccare l'esecuzione dell'intero programma durante la visualizzazione della finestra tridimensionale, sia in tempo reale che da database. La lettura e la registrazione delle coordinate dei PMT avviene durante la sequenza di inizializzazione del programma.

La visualizzazione è stata inserita nel processo di update degli scaler, cioè quando i valori dei rate vengono aggiornati direttamente dalla DAQ o letti da database: una volta ottenuti tutti i rate (e quindi i relativi colori) aggiornati, essi vengono inviati ad una sequenza che, in serie, crea la scena tridimensionale aggiornata e la visualizza sostituendola a quella già esistente. Il metodo di creazione e aggiornamento della scena tridimensionale è identico sia per la visualizzazione *real-time* che da database.

L'interfaccia grafica di ODS-Viewer è molto semplice: come mostrato nelle figure 5.1 e 5.2, essa occupa una pagina della struttura tabulare di ODS per la visualizzazione 3D in tempo reale dei rate, e aggiunge la posizione del canale nella pagina della visualizzazione storica.

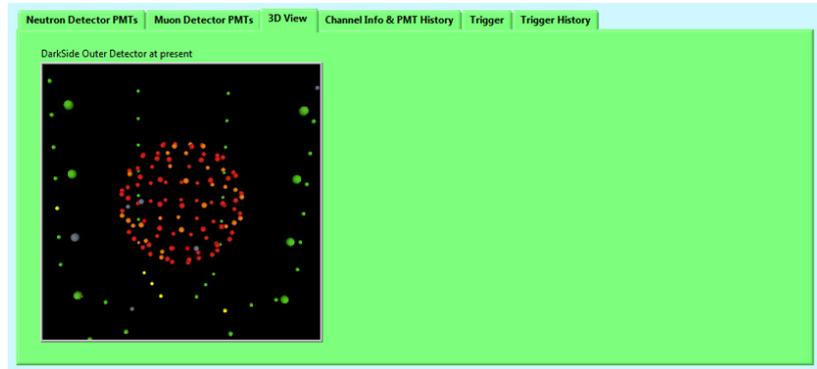


Figura 5.1: Posizione del visualizzatore 3D del veto nel pannello frontale del software ODS.

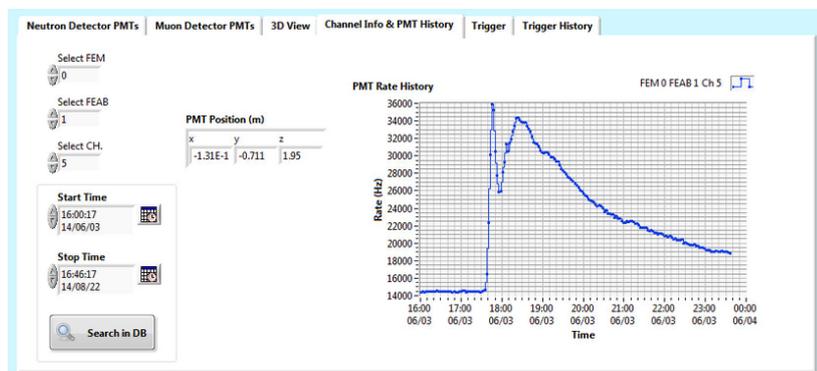


Figura 5.2: Aggiunta della posizione del canale selezionato nella visualizzazione storica del rate.

5.3.1 Test sulle prestazioni e ottimizzazione

L'aggiunta del modulo di visualizzazione 3D ha aperto alcuni problemi legati alle prestazioni del programma ODS. La quantità di memoria RAM utilizzata infatti è aumentata in modo considerevole dopo l'implementazione del nuovo modulo, quindi si è resa necessaria l'ottimizzazione del software per evitare la saturazione del computer, cosa che se dovesse succedere potrebbe interrompere la presa dati di tutto l'esperimento.

Il primo accorgimento implementato è legato alle pagine della struttura tabulare di ODS: i calcoli relativi alla visualizzazione 3D sia in tempo reale che storica sono stati resi attivi soltanto quando è selezionata la pagina corrispondente, risparmiando un considerevole utilizzo di RAM e di potenza di calcolo. Affianco a questo banale improvement del sistema è stato implementato un accorgimento più tecnico. Per come è costruita la classe *3D Object* di LabVIEW è possibile aggiungere un numero indefinito di oggetti 3D ad una scena: dato che tutto il modulo è costruito per essere continuamente aggiornato risulta inutile e dispendioso sovrapporre continuamente oggetti. Per questo motivo, prima della creazione di un oggetto relativo al

PMT è stata implementata una funzione di ricerca per nome: nel caso in cui l'oggetto esista viene prima cancellato e poi ricreato nella stessa posizione con il colore aggiornato. Per limiti intrinseci della classe *3D Object* non è stato possibile applicare il metodo meno dispendioso possibile in termini di potenza di calcolo, ovvero il solo update del colore degli oggetti, senza doverli cercare, eliminare e ricreare ogni volta.

5.4 Utilizzo di ODS-Viewer

In quest'ultima sezione sono presentati gli utilizzi principali di ODS-Viewer: la visualizzazione *real-time* dei rate di tutti i canali dell'OD, la posizione dei PMT danneggiati o spenti e la lettura dei rate da database.

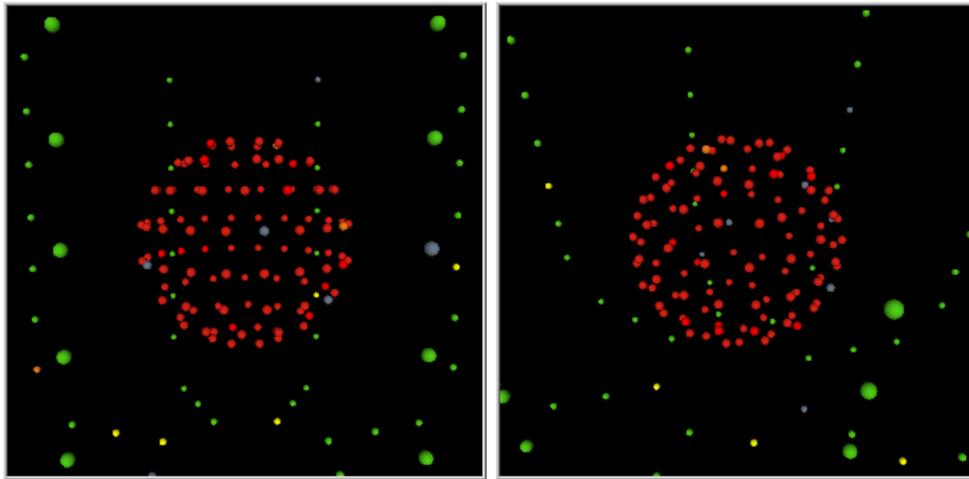
5.4.1 Visualizzazione *real-time* dei PMT del veto

Il modulo *real-time* permette innanzitutto la visualizzazione in tempo reale, aggiornata con frequenza 0,25 Hz. In caso di aumento significativo del rate di uno o più canali è possibile ottenere le posizioni dei relativi PMT, osservare le possibili correlazioni spaziali e interpretarle. Attualmente, dato l'elevato fondo radioattivo presente nello scintillatore, tutti i PMT della sfera sono di colore rosso, mentre i PMT della WT sono colorati di verde. È possibile ottenere una visualizzazione più precisa modificando il range di rate relativo ad ogni colore; la visuale può essere ruotata tramite *drag* del mouse. Nelle figure 5.3 e 5.4 sono mostrate diverse visuali del veto da angolature diverse.

5.4.2 Posizione dei PMT danneggiati

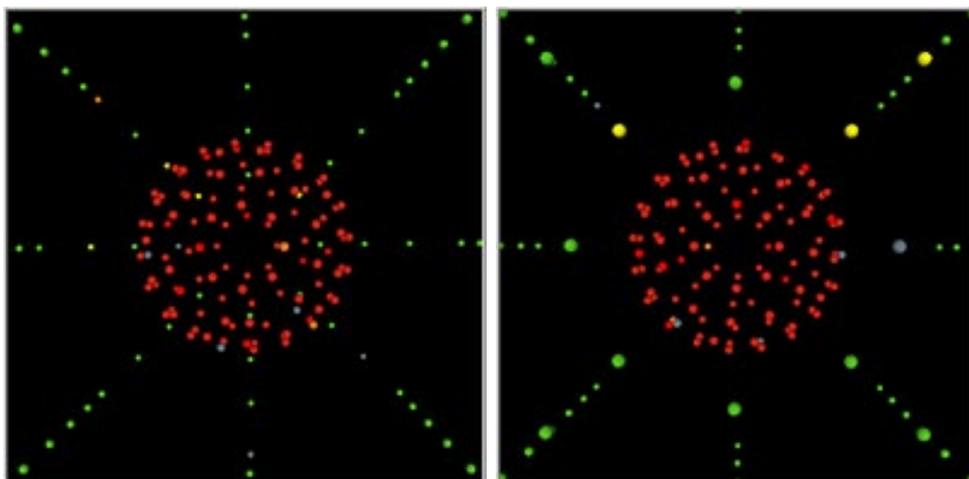
I PMT danneggiati, e quindi spenti, vengono interpretati dal modulo 3D con il colore grigio. Tramite questo modulo è possibile individuarli facilmente: in figura 5.5 sono indicati, rispettivamente dalle frecce rosse e verdi, i PMT spenti del rivelatore di neutroni e del rivelatore di muoni.

Grazie a questo modulo 3D è quindi possibile monitorare lo stato dei PMT relativamente alla loro posizione: se dovessero danneggiarsi molti PMT vicini si rischierebbe di perdere completamente la visibilità di una certa zona del rivelatore, per questo motivo è importante conoscere la loro posizione spaziale per poter intervenire in caso di necessità.



(a) Vista prospettica da lato

(b) Vista prospettica angolata

Figura 5.3: Visualizzazione *real-time* di OD: prospettive

(a) Vista da sopra

(b) Vista da sotto

Figura 5.4: Visualizzazione *real-time* di OD: proiezioni

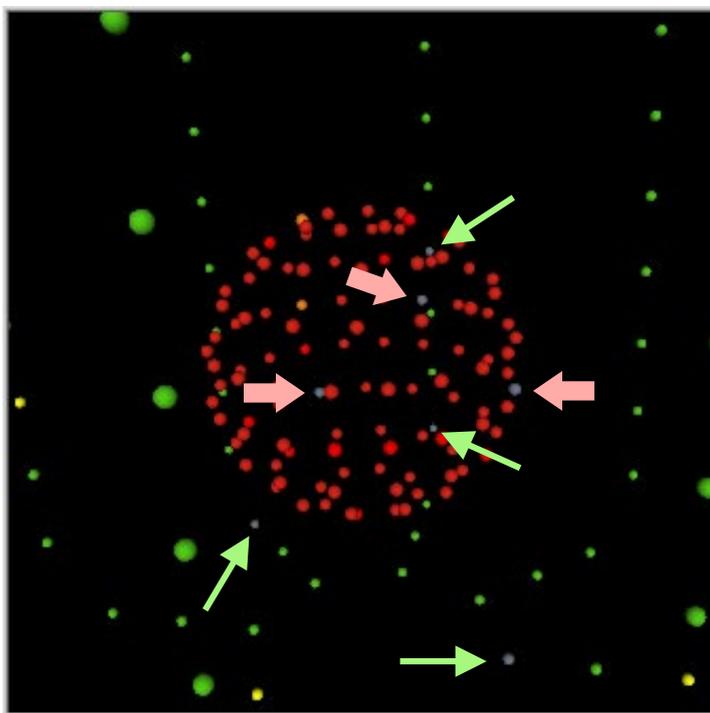


Figura 5.5: Ai PMT spenti dell'Outer Detector è attribuito il colore grigio: con le frecce rosse sono indicati quelli del rivelatore di neutroni, con le frecce verdi quelli rivelatore di muoni.

5.4.3 Andamento storico del rate dall'inizio della presa dati

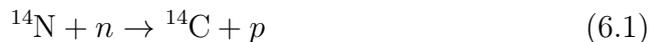
Grazie alla modalità di lettura da database del modulo ODS-Viewer sarà possibile tenere sotto controllo la distribuzione del rate osservato dai PMT del veto durante la presa dati dell'esperimento, selezionando a tal proposito il tempo di start e di stop della visualizzazione, la frequenza di campionamento (visualizzazione dei rate ogni ora, giorno, settimana o mese) e la velocità di aggiornamento della figura 3D prodotta. In questo modo si potrà valutare, tramite animazione grafica, la distribuzione dei rate osservati in particolari situazioni, ad esempio in caso di eventi con elevata luce depositata, di eventi direzionali e di eventuali non uniformità della resa in luce dello scintillatore.

Capitolo 6

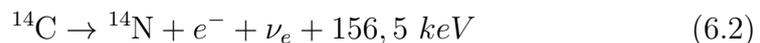
Analisi del fondo radioattivo di Carbonio-14

Lo scintillatore utilizzato nel LSV di DarkSide-50 è composto da una miscela di PseudoCumene (PC, drogato con PPO) e TriMetilBorato (TMB). La sorgente di fondo principale nello scintillatore è il ^{14}C , che produce la quasi totalità dei segnali rivelati dai PMT della sfera. Per poter effettuare le prime analisi dei dati raccolti da DS-50 risulta quindi molto importante studiare in modo approfondito il ^{14}C .

Il ^{14}C è un radionuclide avente 6 protoni e 8 neutroni; l'abbondanza relativa di questo isotopo rispetto al più comune ^{12}C è molto bassa, a causa del suo tempo di dimezzamento di soli $5,7 \cdot 10^3$ anni. Le fonti principali di ^{14}C sono rappresentate dall'interazione tra i raggi cosmici e l'azoto nell'alta atmosfera e l'inglobamento di neutroni termici da parte del ^{14}N . In particolare, la reazione di produzione tramite neutroni termici è



mentre il suo decadimento è β



In figura 6.1 è mostrato lo spettro β del ^{14}C , con un *end point* di 156 keV.

In questo capitolo è eseguita l'analisi completa del fondo di ^{14}C : è studiato il grado di pile-up che deforma lo spettro di ^{14}C , sono estrapolate le grandezze fisiche relative al fondo radioattivo e infine sono studiate tutte le caratteristiche dello scintillatore correlate a questo studio, in particolare il modello di quenching.

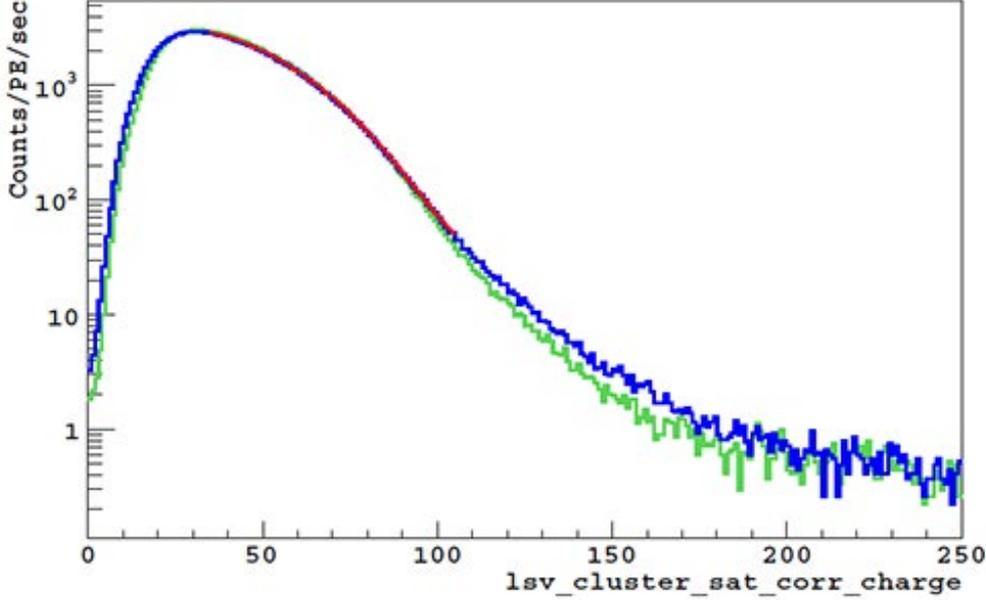


Figura 6.1: Spettro del ^{14}C misurato, prima (verde) e dopo (blu) la saturation correction (vedi sezione 2.5.2), fittato tra 35 e 105 p.e. (linea rossa).

6.1 Rate del Carbonio-14 e dei multipli pile-up

Innanzitutto, le prime misurazioni di rate mostrano un'elevata quantità di ^{14}C , circa 130 kHz: i primi dati sono stato processati con una finestra di clustering di 300 ns. Con un rate così elevato di ^{14}C è possibile che un evento subisca la sovrapposizione di un evento successivo prima che la finestra di clustering si sia chiusa, modificando così la carica depositata e le altre grandezze fisiche: occorre quindi eseguire un'analisi completa comprensiva dei pile-up. Come precedentemente descritto, la probabilità di pile-up è legata alla quantità di ^{14}C e alla lunghezza della finestra di clustering tramite distribuzione poissoniana $P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}$, con $n \in \mathbb{N}$:

$$p = \frac{(\text{rate} \cdot \text{window})^n}{n!} \cdot e^{-\text{rate} \cdot \text{window}} \quad (6.3)$$

da cui si possono ottenere i valori di rate dei pile-up multipli, cioè degli eventi che vanno a sovrapporsi all'evento primario di ^{14}C :

$$1^{\text{st}} \text{ pile - up rate} : \sim 3,8 \text{ [kHz]} \quad (6.4)$$

$$2^{\text{nd}} \text{ pile - up rate} : \sim 75 \text{ [Hz]} \quad (6.5)$$

$$3^{\text{rd}} \text{ pile - up rate} : \sim 1 \text{ [Hz]} \quad (6.6)$$

Con la quantità di ^{14}C considerata i pile-up hanno un contributo non trascurabile, in particolare il primo e il secondo.

6.2 Modello matematico per lo studio dei multipli pile-up

Tramite lo spettro beta del ^{14}C è possibile ricavare tramite fit le grandezze fisiche ad esso legate: viene ora descritto il modello matematico utilizzato.

6.2.1 Parametri e grandezze

I parametri del fit rappresentano le relative grandezze fisiche prese in esame. Esse sono:

- **Baseline Mean [p.e.]**: è un *offset* positivo al numero di fotoelettroni visualizzati dall'algorithm di clustering in ciascun evento di scintillazione. È un parametro necessario per lo studio della soglia effettiva di clustering;
- **Light Yield Mean [p.e./keV]**: rappresenta la resa in luce dello scintillatore, ovvero il numero medio di fotoelettroni prodotti per un evento di energia pari ad 1 keV;
- **Baseline Variance [p.e.]²**: è la varianza (σ_{basel}^2) del paramero Baseline Mean descritto in precedenza;
- **Relative Light Yield Variance (σ_{LYrel}^2)**: rappresenta la variazione relativa della raccolta di luce all'interno del rivelatore. È un parametro geometrico: in funzione della posizione dell'evento cambia l'angolo solido sotteso dalle superfici sensibili dei PMT, e quindi la luce raccolta.
- **Relative SPE Variance (σ_{SPErel}^2)**: è la varianza relativa della distribuzione di singolo fotoelettrone. A differenza della varianza del Light Yield sopra descritta, essa può essere determinata dagli spettri di singolo fotoelettrone: il valore ottenuto dallo studio dei run di calibrazione laser è $0,140 \pm 0,003$;
- **Constant [Hz]**: rappresenta il rumore di fondo. È una costante additiva che indica l'ampiezza in Hz della componente di fondo che si sovrappone allo spettro di ^{14}C ;

- **Single ^{14}C Rate [Hz]:** è l'ampiezza effettiva del singolo ^{14}C , cioè non affetto da pile-up. Le ampiezze dei vari pile-up sono calcolate mediante l'ampiezza del singolo ^{14}C , tramite l'equazione 6.3.

Inoltre nell'algoritmo di fit vi sono alcuni altri parametri ausiliari:

- **Start Point [p.e.]:** rappresenta il punto di inizio del fit;
- **Stop Point [p.e.]:** rappresenta il punto finale del fit;
- **Clustering Window [ns]:** è la lunghezza della finestra di clustering; viene utilizzata nel calcolo della probabilità di pile-up.

6.2.2 Funzione totale per il fit spettrale

Per calcolare gli spettri dei pile-up multipli a partire dallo spettro discreto del ^{14}C viene effettuata una convoluzione discreta con lo spettro stesso per ottenere lo spettro di primo pile-up. A seguire viene effettuata la convoluzione discreta tra lo spettro di singolo ^{14}C e lo spettro di primo pile-up per ottenere lo spettro di secondo pile-up; infine viene effettuato di nuovo questo calcolo tra lo spettro di singolo ^{14}C e quello di secondo pile-up per ottenere lo spettro di terzo pile-up. Questi spettri discreti sono utilizzati per comporre le parti principali della funzione di fit totale, a cui viene sommata la costante:

$$FitFunc = C14Func + 1stFunc + 2ndFunc + \dots + Constant \quad (6.7)$$

dove

$$C14Func = \frac{SingleC14Rate \cdot (C14Spec * GausResponse)}{C14NormFactor} \quad (6.8)$$

$$1stFunc = \frac{1stC14Rate \cdot (1stSpec * GausResponse)}{1stNormFactor} \quad (6.9)$$

$$2ndFunc = \frac{2ndC14Rate \cdot (2ndSpec * GausResponse)}{2ndNormFactor} \quad (6.10)$$

Queste funzioni sono costruite per ogni pile-up considerato, dove i rate dei vari pile-up sono calcolati tramite il metodo descritto nelle formule 6.3 e seguenti:

$$1stC14Rate = SingleC14Rate^2 \cdot ClusteringWin \cdot e^{-\mu} \quad (6.11)$$

$$1stC14Rate = SingleC14Rate^3 \cdot ClusteringWin^2 \cdot \frac{1}{2} e^{-\mu} \quad (6.12)$$

con $\mu = SingleC14Rate \cdot ClusteringWin$.

La funzione di risposta gaussiana con la quale è convoluto ogni singolo bin degli spettri discreti contiene i contributi di risoluzione energetica e geometrica, nonché i parametri di fit, e ha la seguente forma:

$$GausResponse = NormFactor \cdot \sqrt{\frac{1}{\sigma}} e^{-\frac{1}{2} \cdot Arg} \quad (6.13)$$

dove Arg e σ sono definiti da:

$$Arg = \frac{1}{\sigma} [StartPoint - (Energy \cdot LYMean \cdot Q(E) + BaselMean)]^2 \quad (6.14)$$

$$\begin{aligned} \sigma = & BaselVar(1 + SPEVar) \cdot \\ & \cdot (Energy \cdot LYMean \cdot Q(E) + BaselMean) + \\ & + LYVar(Energy \cdot LYMean \cdot Q(E) + BaselMean)^2 \end{aligned} \quad (6.15)$$

6.2.3 Commenti alla funzione totale di fit

Nelle espressioni precedenti le ampiezze sono fattori moltiplicativi (tutte le funzioni sono normalizzate, in quanto l'ampiezza è data dal parametro rappresentante il rate delle varie componenti spettrali), e le varianze entrano nell'espressione della σ della funzione di risposta gaussiana; la funzione $Q(E)$ è la funzione di quenching, descritta nella sezione 2.3.1, equazione 2.6 e 2.7. $Energy$ è lo spettro ricavato dai dati in esame.

Nella prossima sezione viene descritto il codice in cui è implementato il modello matematico di fit.

6.3 Il codice per il fit del Carbonio-14

Il codice per lo studio del ^{14}C con i multipli pile-up è scritto in C e basato sulla piattaforma ROOT [31]. È così strutturato:

C14Init.h: in questa libreria sono contenute le funzioni di convoluzione discreta e di normalizzazione degli spettri di ^{14}C e dei pile-up.

C14Spectra.h: in essa sono contenuti lo spettro del ^{14}C e gli spettri di pile-up calcolati tramite la funzione di convoluzione. Essendo vettori composti da un gran numero di elementi e soprattutto non soggetti a modifiche frequenti, è stato scelto di inserirli in una libreria a parte.

C14Functions.h: è il cuore dell'algoritmo, dove vengono create le funzioni descritte nella sezione 6.2.2.

C14TotalFit.cc: è il main del codice. Legge i dati, crea l'istogramma del ^{14}C , utilizza le funzioni create nella libreria C14Functions.h ed esegue il fit. Restituisce un rootfile contenente tutte le informazioni e le funzioni di fit separate, e un file di testo con i risultati del fit.

doC14.pl: script in linguaggio PERL che esegue l'analisi seriale.

6.3.1 Test iniziali di fit

Per prima cosa è stato necessario capire quanti pile-up considerare: nel grafico 6.2 sono plottate le funzioni di fit e la funzione somma del singolo ^{14}C (verde), primo (blu), secondo (giallo) e terzo (viola) pile-up, e la somma di tutte e quattro (rosso). Come aspettato la componente di terzo pile non fornisce un contributo significativo: il suo contributo da 210 p.e. in poi, cioè dopo l'end point della funzione precedente di secondo pile-up, è trascurabile. Si è deciso quindi di effettuare tutta l'analisi tenendo conto solo del primo e del secondo pile-up.

Per effettuare il primo fit totale sono stati fissati per Relative Light Yield Variance e Relative SPE Variance i valori rispettivamente 0,14 (calcolato mediante lo studio degli spettri di singolo fotoelettrone) e 0,015 (valore iniziale approssimato calcolato empiricamente). Il modello di quenching utilizzato è il medesimo dell'esperimento Borexino [20], in quanto lo scintillatore dei due rivelatori è simile. I risultati mostrano valori in linea con le aspettative: il rate del singolo ^{14}C è di circa 135 kHz, mentre il Light Yield è circa 0,5 p.e./keV. Anche il $\chi^2/ndf = 1,16$ indica la bontà dell'algoritmo di fit. Questi primi test sono stati effettuati utilizzando dati processati con l'algoritmo di clustering denominato Amp1, con una finestra di clustering di 300 ns (descritto in sezione 2.5.2).

6.4 Tuning e miglioramenti dell'algoritmo

L'algoritmo di fit utilizza i sette parametri descritti in sezione 6.2.1: è opportuno effettuare un tuning dei valori iniziali per questi parametri per far

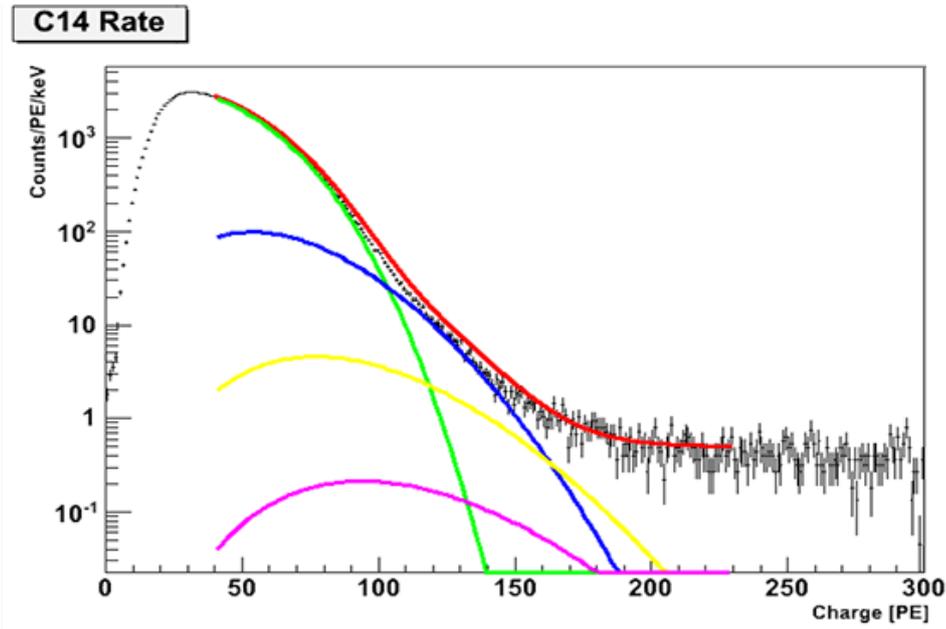


Figura 6.2: Sovrapposizione delle funzioni di fit allo spettro di ^{14}C .

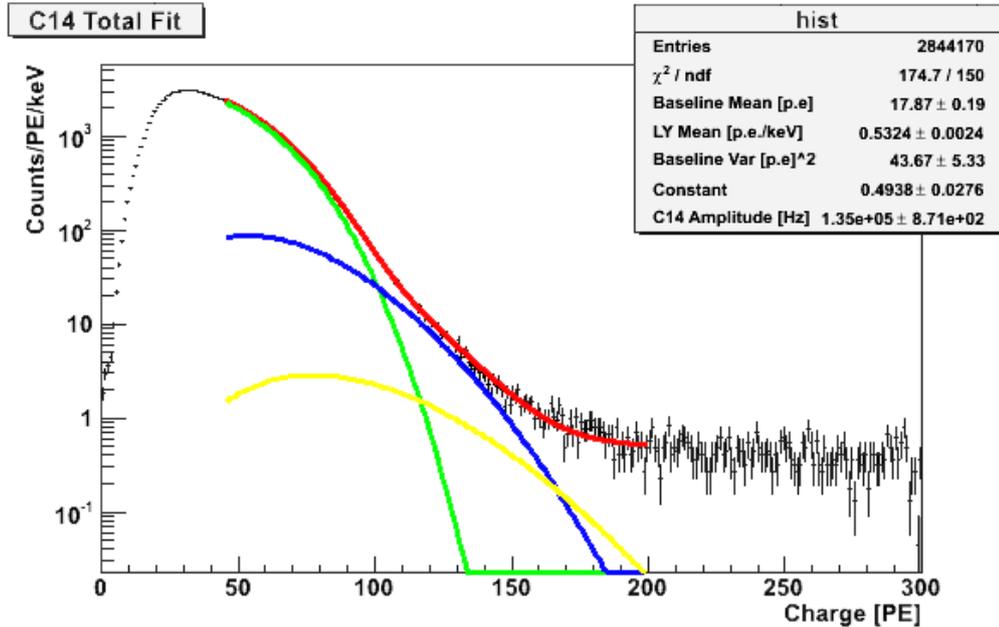


Figura 6.3: Primo fit totale di ^{14}C con primo e secondo pile-up.

funzionare al meglio il codice. La scelta dei valori iniziali dei parametri liberi del fit è stata affinata valutando il χ^2/ndf con differenti set di parametri; in seguito si sono valutati gli andamenti dei parametri in funzione

dei parametri Clustering Window e Start Point, per capire come i risultati ne sono influenzati.

6.4.1 Relazione con la finestra di clustering e con lo start point

Variare la larghezza della finestra di clustering significa modificare la probabilità di pile-up, descritta nelle equazioni 6.11 e 6.12: è importante visualizzare l'andamento dei parametri per capire come ne sono influenzati. In figura 6.19, riportata in fondo al capitolo, sono mostrati gli andamenti dei cinque parametri liberi del fit (Baseline Mean, LY Mean, Baseline Variance, Constant e Single C14 Rate) e del χ^2/ndf : non si evidenziano punti di discontinuità: la variazione della larghezza della finestra di clustering ha un effetto stabile e costante sui parametri di fit.

Lo studio dell'andamento dei parametri di fit al variare dello start point ha mostrato un andamento inatteso: come si può notare in figura 6.20, riportata anch'essa in fondo al capitolo, tra 35 e 38 p.e. vi è una netta discontinuità nell'andamento di tutti i parametri liberi. Questa discontinuità appare in concomitanza con la decrescita dello spettro del ^{14}C : infatti in figura 6.3 a 35 p.e. lo spettro inizia a decrescere, per l'effetto dell'algoritmo di clustering Amp1 a soglia elevata. Dato che per studiare gli eventi a bassa energia occorre fissare lo start point del fit a valori bassi, risulta indispensabile modificare l'algoritmo di clustering per abbassare la soglia effettiva. Inoltre, dato che la soglia di clustering influisce in modo non indifferente sui risultati del fit occorre effettuare uno studio più approfondito del parametro Baseline Mean per i multipli pile-up.

6.4.2 Test con l'algoritmo di clustering Flatback200

Per comprendere l'origine della discontinuità evidenziata dall'andamento dei parametri in funzione dello start point è stato testato un nuovo algoritmo di clustering, denominato Flatback200, con il codice di fit totale del ^{14}C . Questo algoritmo prevede una finestra di clustering di 200 ns e una *hard threshold* a scalino di Heaviside, rispetto alla *soft threshold* utilizzata nell'algoritmo Amp1: il Flatback200 permette di avere una soglia effettiva a 5 p.e., molto più bassa rispetto all'algoritmo precedente.

Con i dati riprocessati con questo algoritmo è stato effettuato di nuovo il test sull'andamento dei parametri liberi in funzione dello start point. I risultati sono illustrati in figura 6.21, in fondo al capitolo: la discontinuità a 35 p.e. è scomparsa, quindi si trattava di un effetto di soglia. Con questo

nuovo algoritmo inoltre è possibile abbassare lo start point fino a 25 p.e., ottenendo dei valori più accurati per le grandezze fisiche relative al ^{14}C .

6.4.3 Aggiunta della soglia di clustering nell'algoritmo

Tutti gli eventi di singolo ^{14}C sono soggetti ad un effetto di soglia: l'evento deve superare una soglia di discriminazione per poter aprire la finestra di clustering, in caso contrario è classificato come rumore di fondo e non riesce ad aprire la finestra. Questo effetto è contenuto nel parametro *Baseline Mean*. Però i pile-up non sono affetti da questo meccanismo: quando il primo (o singolo) evento di ^{14}C apre la finestra di clustering, tutti gli eventi successivi (i pile-up) sono contenuti in essa senza subire l'effetto di soglia. In prima approssimazione questo effetto può essere implementato nell'algoritmo di fit inserendo un nuovo parametro rappresentante appunto la soglia, chiamato *Threshold*, che va a sommarsi alla *Baseline Mean* soltanto nella componente di singolo ^{14}C . Con questo miglioramento del codice è stato quindi scorporato l'effetto di soglia di discriminazione dal parametro di *baseline*, il cui valore atteso è ora molto piccolo.

In figura 6.4 è mostrato il fit con il nuovo parametro *Threshold*: il parametro *Baseline Mean* è praticamente pari a zero, mentre la *Threshold* assume un valore simile a quello aspettato, pochi fotoelettroni. Il rate del ^{14}C è aumentato perchè questi dati sono stati processati con l'algoritmo *Flatback200*, con soglia molto bassa. Questi risultati rappresentano un significativo aumento di affidabilità dell'algoritmo di fit. Si è inizialmente deciso di assumere il valore zero per il parametro *Baseline Mean*; in seguito verrà effettuato uno studio approfondito per trovarne un valore più realistico.

6.4.4 Test con diverse variabili di carica

Come descritto nella sezione 2.5.2, esistono due diverse variabili di carica per descrivere ogni spettro, la prima denominata *fixed width* e la seconda *saturation correction*. Un banco di test per il fitter del ^{14}C è il confronto tra queste due variabili di carica, con i due algoritmi di clustering utilizzati fin'ora, *Amp1* e *Flatback200*. Sono stati quindi effettuati alcuni fit al variare dello start point per il medesimo run, processato in un caso con l'algoritmo *Amp1* e nell'altro con l'algoritmo *Flatback200*, con entrambe le variabili di carica.

Nei grafici 6.22 e 6.23, riportati in fondo al capitolo, in rosso sono indicati i dati processati con algoritmo *Amp1*, in blu quelli processati con *Flatback200*: gli andamenti dei parametri rispetto allo start point sono i

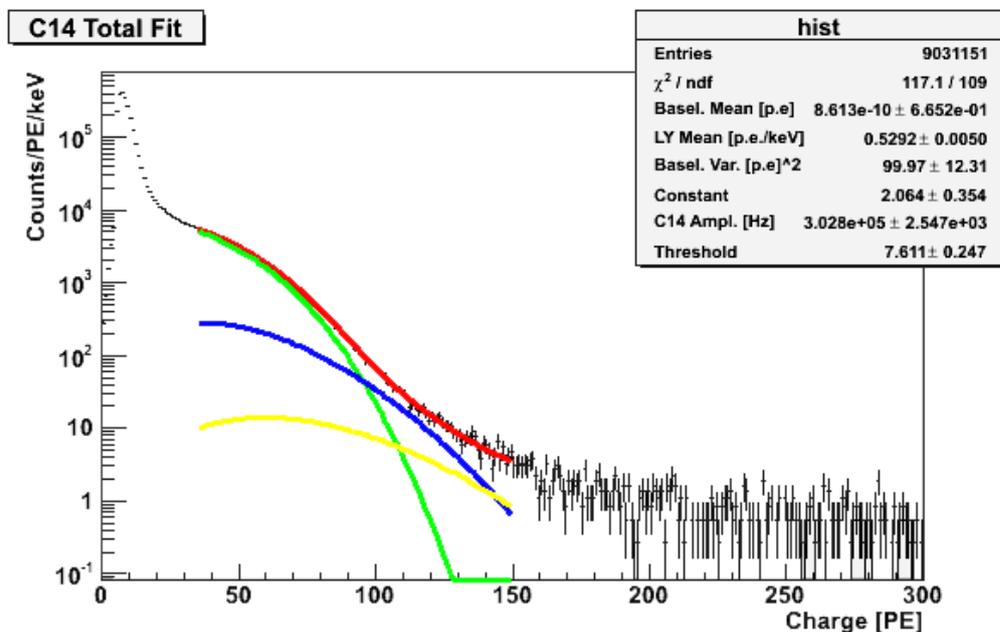


Figura 6.4: Fit totale di ^{14}C con il nuovo parametro Threshold.

medesimi, e i risultati ottenuti sono in linea con le aspettative. Inoltre l'algoritmo di fit non presenta criticità cambiando la variabile di carica utilizzata: per l'analisi totale del ^{14}C si potranno quindi utilizzare entrambe.

Il parametro Baseline Mean è pari a zero per qualsiasi start point, variabile di carica e algoritmo di clustering: viene quindi, per ora, fissato 0 e di fatto eliminato dai parametri del fit. Uno studio più approfondito per calcolare il valore reale per questo parametro è presentato nella sezione 6.8.

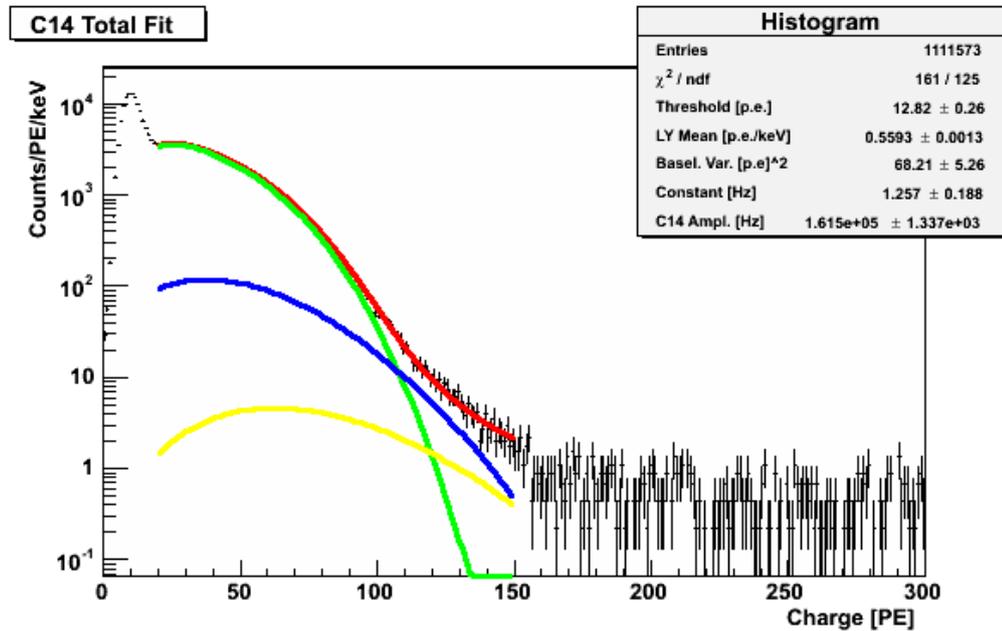
6.5 Primo fit totale con algoritmo di clustering Amp2

Dopo il tuning dei parametri e l'improvement del codice con l'inserimento della soglia effettiva di clustering è stato possibile effettuare il primo fit totale comprensivo del primo e del secondo pile-up della componente di ^{14}C presente nel OD. Per questo calcolo sono stati utilizzati dati processati con un nuovo algoritmo di clustering, chiamato Amp2, che permette di settare uno start point del fit ancora più basso, a 20 fotoelettroni. Con l'algoritmo Amp2 si può quindi studiare lo spettro ad energia ancor più bassa senza però incorrere nella discontinuità dei risultati studiata in sezione 6.4.1, dovuta ad effetti di soglia: è stato scelto per effettuare la prima analisi dei dati del veto di DS-50. In figura 6.5 è mostrato il fit dello spettro β con le funzioni

Parametro	Valore	Unità
Threshold	$12,8 \pm 0,3$	[p.e.]
LY Mean	$0,559 \pm 0,001$	[p.e./keV]
Basel. Var.	$68,2 \pm 5,3$	[p.e.] ²
Constant	$1,26 \pm 0,19$	[Hz]
C14 Amplitude	$(1,615 \pm 0,013) \cdot 10^5$	[Hz]
χ^2/ndf	1,28	

Tabella 6.1: Risultati iniziali del fit di ^{14}C con algoritmo di clustering Amp2.

di fit sovrapposte; in tabella 6.1 sono riportati i valori ottenuti. Questi risultati sono ottenuti analizzando uno dei run del primo periodo di presa dati dell'esperimento e utilizzando la variabile di carica *fixed width*, la quale verrà usata per tutti i test successivi.

Figura 6.5: Miglior fit della componente di ^{14}C nel LSV di DarkSide-50.

Tutti i risultati sono in linea con le aspettative. Il rate del singolo ^{14}C è aumentato rispetto al fit precedente mostrato in figura 6.3 in quanto è stata abbassata la soglia di clustering.

Ora si procede con uno studio approfondito riguardante la varianza relativa della resa in luce e del quenching dello scintillatore, con lo scopo di

trovare un valore per i parametri σ_{LYrel}^2 e kB.

6.6 Simulazioni per il calcolo di Relative LY Variance

Per ottenere il fit dello spettro di ^{14}C mostrato in figura 6.5 sono stati fissati i parametri di varianza relativa della distribuzione di singolo fotoelettrone (Relative SPE Variance) e di varianza relativa della resa in luce (Relative LY Variance) ai valori, rispettivamente, di 0,14 e 0,015, in quanto troppo complessi per essere trattati come parametri liberi. Il valore atteso per σ_{LYrel}^2 è minore dell'1%, cioè la variazione di Light Yield rispetto al punto in cui si verifica l'evento è molto piccola: tuttavia è necessario calcolare il valore preciso per poter studiare accuratamente il Light Yield.

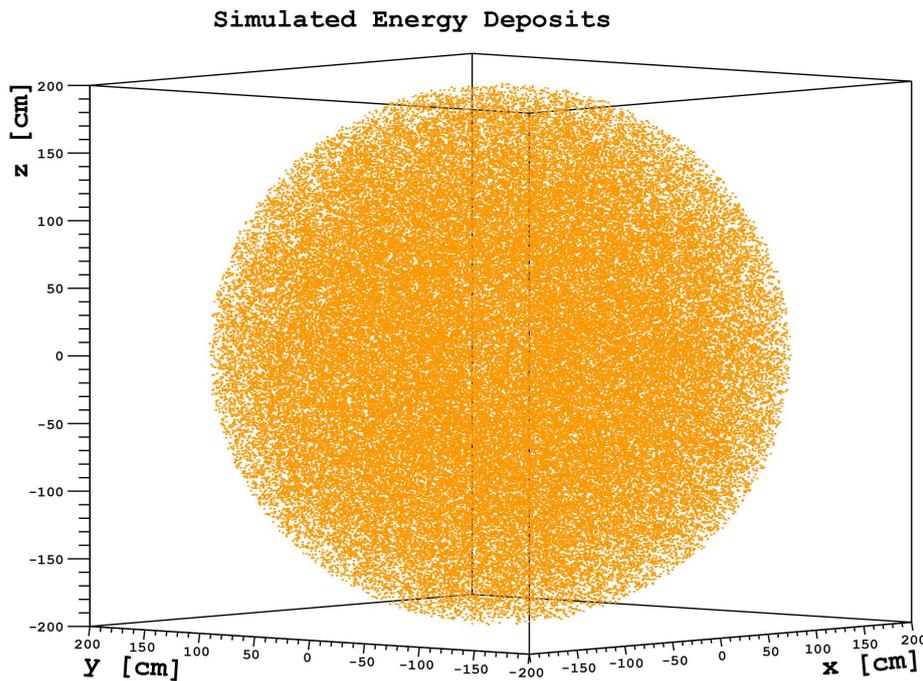


Figura 6.6: Energia depositata nel LSV da eventi di ^{14}C tramite simulazione Monte Carlo.

A tale proposito sono stati utilizzati dati simulati tramite metodo Monte Carlo di eventi di ^{14}C in tutto l'OD: in figura 6.6 è mostrata la distribuzione di energia simulata depositata nello scintillatore rispetto alla posizione. Tramite i dati simulati è possibile risalire ad un valore di σ_{LYrel}^2 vicino a

quello aspettato: di seguito sono elencati i passaggi effettuati per questo calcolo.

- Per ogni singola deposizione di energia simulata è stata salvata la posizione $x - y - z$ e l'energia depositata in MeV, poi il numero di deposizioni di energia, il numero di fotoelettroni prodotti in totale e il materiale in cui è avvenuta la deposizione.
- Per gli eventi verificatisi nello scintillatore è stato calcolato il Light Yield dividendo il numero di fotoelettroni prodotti per l'energia totale depositata (energia depositata per numero di deposizioni), convertita in keV: la distribuzione della resa in luce è stata creata utilizzando la posizione radiale dell'evento rispetto al centro del LSV, ricostruita utilizzando le coordinate cartesiane $x - y - z$ dell'evento. La distribuzione calcolata è mostrata in figura 6.7.
- Dalla distribuzione dei valori di Light Yield rispetto alla posizione radiale è stata calcolata la varianza σ_{LYrel}^2 . Le equazioni utilizzate sono le 6.16 e 6.17:

$$\sigma_{LYrel}^2 = \frac{\sigma_{LY}^2}{LY_{Mean}^2} \quad (6.16)$$

$$LY = \frac{\#_{p.e.}}{Energy[keV] \cdot \#_{deposits}} \quad (6.17)$$

Come si può notare il grafico 6.7 parte da circa 30 cm e termina a circa 200 cm, infatti sono selezionati solo gli eventi simulati nel LSV: da 0 a 30 cm vi è la TPC, mentre 200 cm è il raggio massimo della sfera. Il valore ottenuto per Relative LY Variance è di $0,0064 \pm 0,0004$, circa la metà di quello calcolato empiricamente utilizzato in precedenza; come ci si aspettava è un valore piccolo, pari ad una variazione del Light Yield rispetto alla posizione dell'evento nel LSV di meno dell'1%.

Questo valore verrà inserito nel modello di studio del ^{14}C , in particolare nel set di costanti dell'algoritmo di fit.

6.7 Modello di quenching dello scintillatore

Per rendere ancora più accurato lo studio del fondo radioattivo del ^{14}C nel LSV sono state studiate le caratteristiche del materiale scintillatore utilizzato in DS-50. L'equazione 2.7 prevede un modello basato su sei coefficienti, i cui valori dipendono dalla costante di Birks kB [25]. Per le analisi preliminari di DS-50 è stato utilizzato un set di coefficienti di quenching uguale

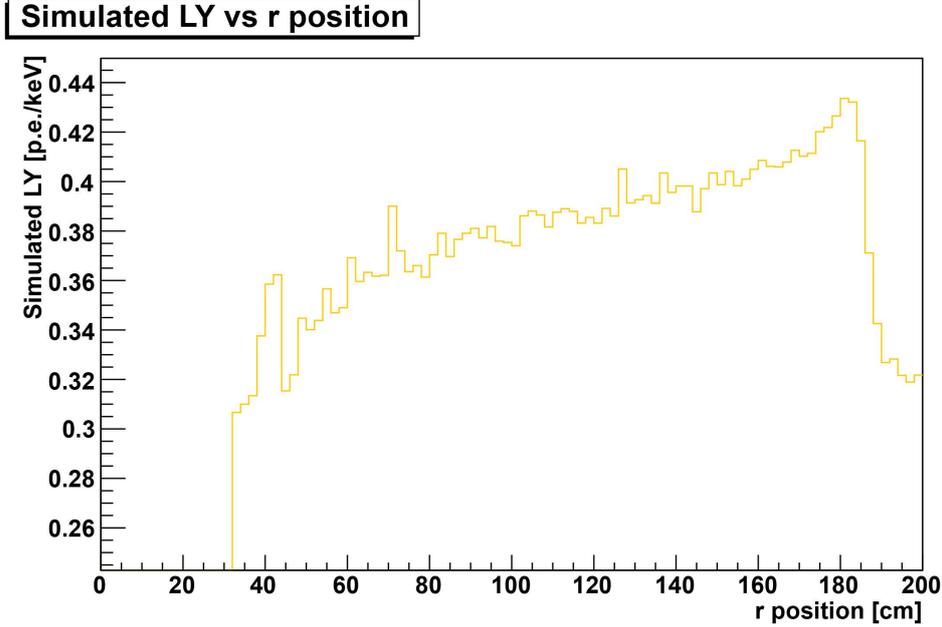


Figura 6.7: Light Yield simulato rispetto alla posizione radiale r dell'evento nel LSV.

a quello utilizzato nell'esperimento Borexino [20] ($kB = 0,012$), in quando gli scintillatori dei due apparati sperimentali sono di composizione simile; tuttavia è necessario trovare un modello che descriva in modo più accurato lo scintillatore del LSV di DS-50.

Nella versione preliminare dell'algoritmo di fit del ^{14}C i coefficienti di quenching, da letteratura [25], sono delle costanti. Essi sono descritti in letteratura [25] come funzione discreta di kB : per rendere il modello dipendente dalla costante di Birks occorre quindi trasformare le distribuzioni discrete in funzioni continue, per poi poter scrivere i coefficienti di quenching in funzione della costante kB e inserire quest'ultima come parametro del fit.

Come si può notare dai grafici 6.8, le distribuzioni dei vari coefficienti seguono un andamento in buona approssimazione logaritmico; è stata quindi scelta una funzione di fit per tutti e sei le distribuzioni dei coefficienti di quenching della forma:

$$const + coef \cdot \ln(kB) \quad (6.18)$$

I risultati ottenuti dal fit sono soddisfacenti per il tipo di studio che si sta effettuando: in prima approssimazione il fit segue bene l'andamento dei dati. Le funzioni calcolate sono riportate in tabella 6.2:

Queste funzioni sono state inserite nel codice di fit: in questo modo il modello di quenching è dipendente dal solo parametro kB e può essere

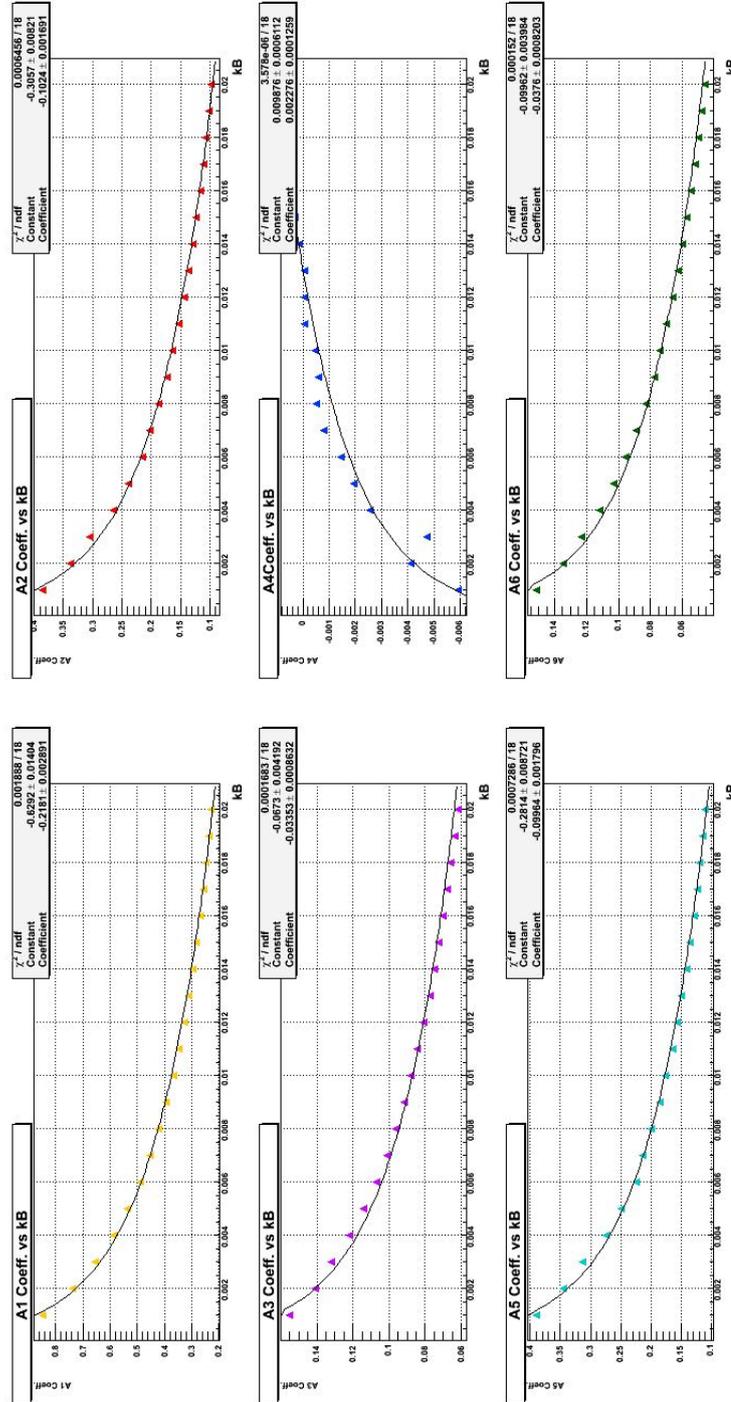


Figura 6.8: Fit dei coefficienti di quenching [25] tramite funzione logaritmo 6.18. I risultati sono riportati in tabella 6.2.

Parametro	Funzione
A1	$-0,62 - 0,22 \cdot \ln(kB)$
A2	$-0,31 - 0,1 \cdot \ln(kB)$
A3	$-0,067 - 0,034 \cdot \ln(kB)$
A4	$0,009 + 0,002 \cdot \ln(kB)$
A5	$-0,28 - 0,1 \cdot \ln(kB)$
A6	$-0,1 - 0,03 \cdot \ln(kB)$

Tabella 6.2: Relazione tra i parametri di quenching [25] e la costante kB.

studiato in vari modi, ad esempio tramite le dipendenze dagli altri parametri del fit descritti in sezione 6.2.1.

6.7.1 Correlazione tra kB e i parametri liberi Light Yield e Threshold

La ricerca del miglior valore per kB si è evoluta nello studio delle correlazioni esistenti tra il modello di quenching e alcuni parametri del fit, per capire se esiste una dipendenza tra le grandezze in esame. Per valutare la relazione esistente tra due parametri si fissano entrambi i parametri in esame e si variano contemporaneamente, effettuando un fit per ogni coppia di valori. Da questi fit è stato poi visualizzato l'andamento del χ^2/ndf : l'obiettivo è lo studio delle posizioni dei minimi della distribuzione del χ^2/ndf , per poter calcolare la dipendenza tra i parametri nei punti in cui il fit è migliore.

Per prima cosa è stato preso in esame il parametro Light Yield. La resa in luce dello scintillatore è strettamente collegata al modello di quenching. Nel grafico 6.9 è mostrato un plot tridimensionale del χ^2/ndf del fit del ^{14}C in funzione di LY e kB, dove ogni punto rappresenta il valore di χ^2/ndf ottenuto dal fit per ogni coppia di valori:

Il grafico 6.9 mostra una evidente valle di minimi, ovvero una zona sul piano LY-kB in cui l'algoritmo riesce ad eseguire il fit nel modo migliore possibile. Per ogni coppia di minimi LY-kB è stato eseguito un fit polinomiale, valutando la funzione che meglio approssima la dipendenza esistente tra le due grandezze.

Allo stesso modo è stata cercata la dipendenza tra i parametri kB e Threshold: i risultati ottenuti sono riportati nelle figure 6.11 e 6.12.

Gli andamenti ottenuti mostrano una dipendenza tra la resa in luce e kB, e allo stesso modo tra la soglia effettiva di clustering e kB: in partico-

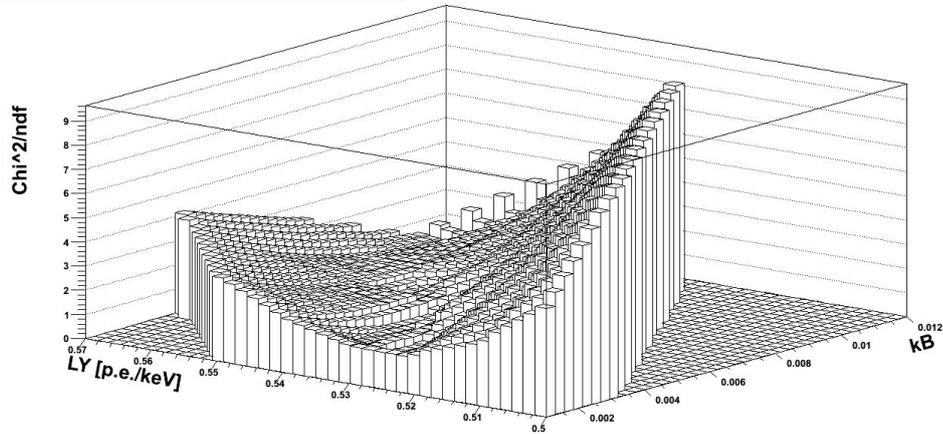
Chi²/ndf vs fixed kB and LY

Figura 6.9: Plot tridimensionale del χ^2/ndf del fit in funzione di LY e kB. È visibile una evidente valle di minimi per il χ^2/ndf .

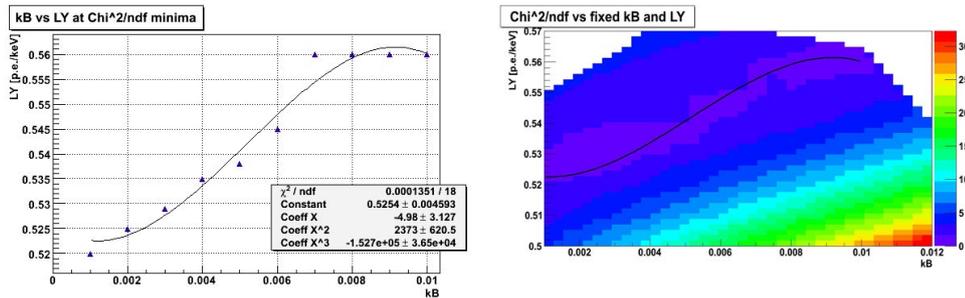


Figura 6.10: Fit polinomiale dei punti di minimo del χ^2/ndf sul piano LY - kB.

Il Light Yield dello scintillatore è influenzato dal modello di quenching utilizzato, infatti si ha una variazione tra 0,52 e 0,56 p.e./keV.

Lo studio della valle dei minimi del χ^2/ndf del fit del ¹⁴C ha permesso di effettuare un controllo incrociato sui risultati per valutarne la bontà, e di mettere a punto un metodo efficace per la ricerca dei migliori valori dei parametri da fissare nel fit quali kB e Relative LY Variance (e per poterne verificare la consistenza del valore simulato $\sigma_{LYrel}^2 = 0,0064$).

6.7.2 Correlazione tra kB e Relative LY Variance

Il metodo di minimizzazione del χ^2/ndf descritto in precedenza è stato quindi utilizzato per valutare il legame esistente tra i due parametri kB e σ_{LYrel}^2 e per calcolare il miglior modello di quenching: i χ^2/ndf ottenuti sono mostrati nel grafico 6.13.

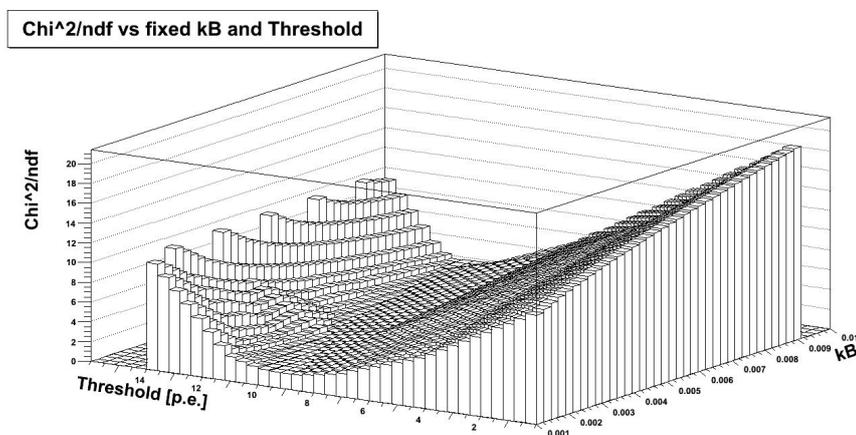


Figura 6.11: Plot tridimensionale del χ^2/ndf del fit in funzione di Threshold e kB. È anche qui visibile una evidente valle di minimi per il χ^2/ndf .

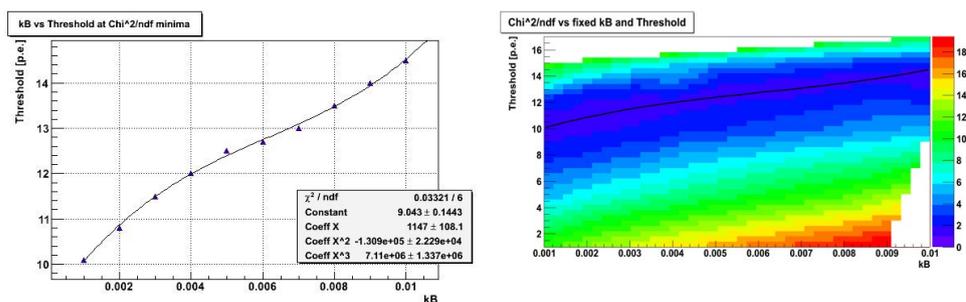


Figura 6.12: Fit polinomiale dei punti di minimo del χ^2/ndf sul piano Threshold - kB.

Come si può notare vi è una regione di minimo tra kB (0,008 – 0,013) e $\sigma_{LYrel}^2 = (0-0,007)$: il valore più plausibile per la coppia Birks - Relative LY Variance è da ricercarsi entro quei limiti. Sono stati trovati i minimi relativi della distribuzione del χ^2/ndf nella regione in esame, e per ogni punto Birks - Relative LY Variance sono stati salvati i valori di tutti i parametri del fit. Questi valori sono mostrati in figura 6.14, in particolare il fit con il valore simulato $\sigma_{LYrel}^2 = 0,0064$ e il corrispondente kB pari a 0,0082. In ascissa è riportato il solo valore σ_{LYrel}^2 di ogni coppia di minimi.

6.8 Studio del parametro di baseline

Il parametro Baseline Mean si è rivelato molto difficile da calcolare direttamente dal fit. Per trovare un valore plausibile da utilizzare come costante nel fit per il parametro Baseline Mean si è deciso di visualizzare di due

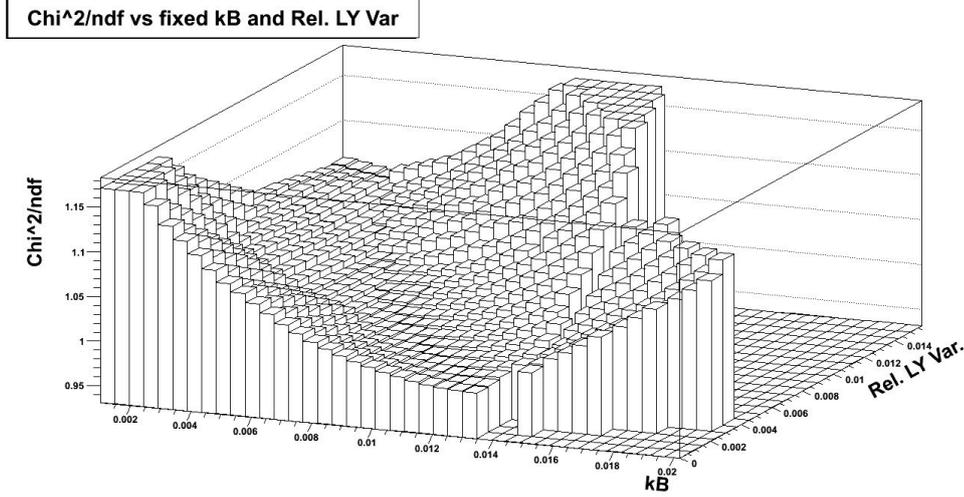


Figura 6.13: Plot tridimensionale del χ^2/ndf del fit in funzione di Relative LY Variance e kB.

grandezze ricostruite dai dati, cioè la carica totale depositata nel veto e la carica totale racchiusa in tutti i cluster: la differenza tra le due cariche totali, opportunamente normalizzata alla lunghezza della finestra di clustering e al tempo totale al di fuori dei cluster, fornisce un valore per il parametro Baseline Mean pari a $(0,38 \pm 0,04)$ p.e.: l'equazione utilizzata è

$$\frac{[(TotalCharge) - (ClusteredCharge)] \cdot [ClusteringWindow]}{TimeUnclustered} \quad (6.19)$$

dove

$$\begin{aligned} TimeUnclustered &= TotalGateTime - ClusterTime = \\ &= TotalGateTime - ClusteringWindow \cdot \#clusters \end{aligned} \quad (6.20)$$

6.9 Calcolo della costante di Birks

In tabella 6.3 è riportato il set definitivo di costanti fissate nell'algoritmo di fit del ^{14}C :

Con questo set si è potuto valutare con precisione il miglior valore per la costante di Birks dello scintillatore di DarkSide-50. L'andamento mostrato in figura 6.15 presenta un punto di minimo assoluto; un fit parabolico dei dati ha consentito di ottenere un valore in accordo con il miglior valore ipotizzato in precedenza corrispondente alla simulazione di σ_{LYrel}^2 :

Tramite fit con l'algoritmo del ^{14}C a parametri fissati è stata calcolata l'incertezza su kB: il valore ottenuto è $kB = (0,0083 \pm 0,0022)$ MeV/cm,

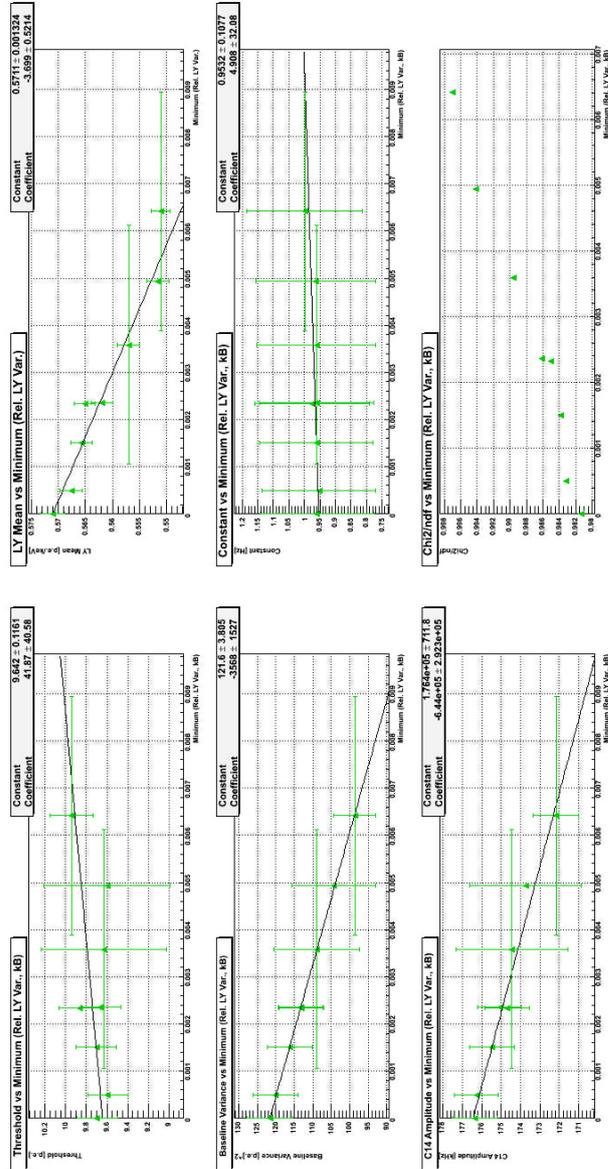
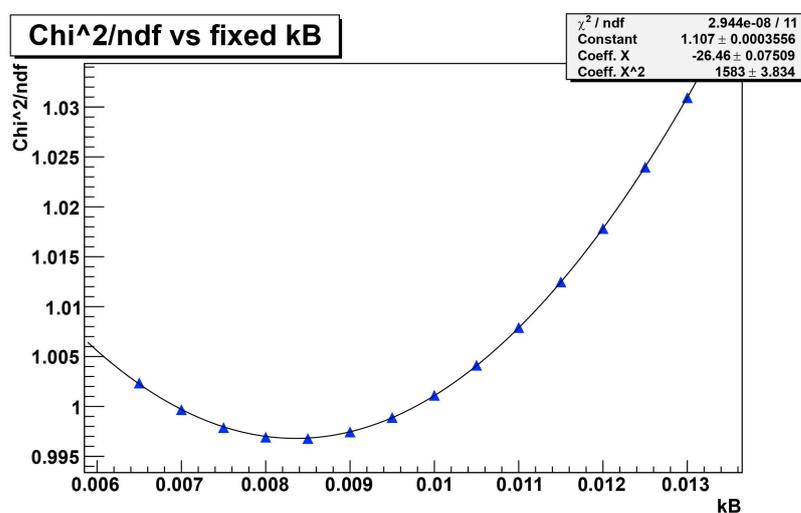


Figura 6.14: Andamento dei parametri di fit al variare del punto di minimo kB - Rel. LY Variance considerato.

con $\chi^2/ndf = 0,99$. Con questo valore si completa il set di costanti, che insieme al set di parametri iniziali dell'algoritmo di fit sarà utilizzato per effettuare l'analisi dei dati del fondo radioattivo da ^{14}C del LSV.

Costante	Valore
Baseline Mean	$(0,38 \pm 0,04)$ [p.e.]
Rel. SPE Var.	$0,140 \pm 0,003$
Rel. LY Var.	$0,0064 \pm 0,0004$

Tabella 6.3: Set definitivo delle costanti fissate nell'algorithmo di fit.

Figura 6.15: Andamento del χ^2/ndf del fit in funzione della costante di Birks.

6.10 Risultati del fit

Sono di seguito riportati i migliori fit dello spettro di ^{14}C , ottenuti con il set di parametri e costanti scelti e ottimizzati nei test descritti nelle sezioni precedenti. I run considerati sono il 226, acquisito nel primo mese di attività dell'apparato sperimentale, e il run 675, acquisito dopo la manutenzione dell'elettronica dell'OD descritta nel capitolo 3. Entrambi i run sono stati processati con l'algorithmo di clustering Amp2 (vedi sezione 2.5.2) e analizzati con la variabile di carica *fixed width*, non corretta nei canali saturati.

L'algorithmo di fit comprensivo dell'analisi del primo e secondo pile-up ha calcolato valori per le grandezze fisiche in esame in accordo con i risultati attesi. Per prima cosa, il parametro di soglia Threshold rappresenta davvero la soglia effettiva di clustering: per l'algorithmo Amp2 infatti la soglia effettiva non supera i 10 p.e., quindi il valore ottenuto è compatibile con essa. La resa in luce è leggermente più alta di quella misurata in precedenza in sezione 6.3.1, in quanto il modello di quenching utilizzato era obsoleto; il

Run 226	Valore	Unità
Threshold	$9,6 \pm 0,2$	[p.e.]
LY Mean	$0,551 \pm 0,001$	[p.e./keV]
Baseline Var.	$97,0 \pm 5,8$	[p.e.] ²
Constant	$0,96 \pm 0,19$	[Hz]
¹⁴ C Rate	$(1,717 \pm 0,012) \cdot 10^5$	[Hz]
χ^2/ndf	0,99	

Tabella 6.4: Risultati del fit per il run 226, acquisto nel primo mese di attività.

Run 675	Valore	Unità
Threshold	$7,66 \pm 0,24$	[p.e.]
LY Mean	$0,567 \pm 0,003$	[p.e./keV]
Baseline Var.	$142,7 \pm 9,3$	[p.e.] ²
Constant	$1,2 \pm 0,2$	[Hz]
¹⁴ C Rate	$(1,606 \pm 0,013) \cdot 10^5$	[Hz]
χ^2/ndf	1,03	

Tabella 6.5: Risultati del fit per il run 675, acquisito dopo la manutenzione dell'elettronica.

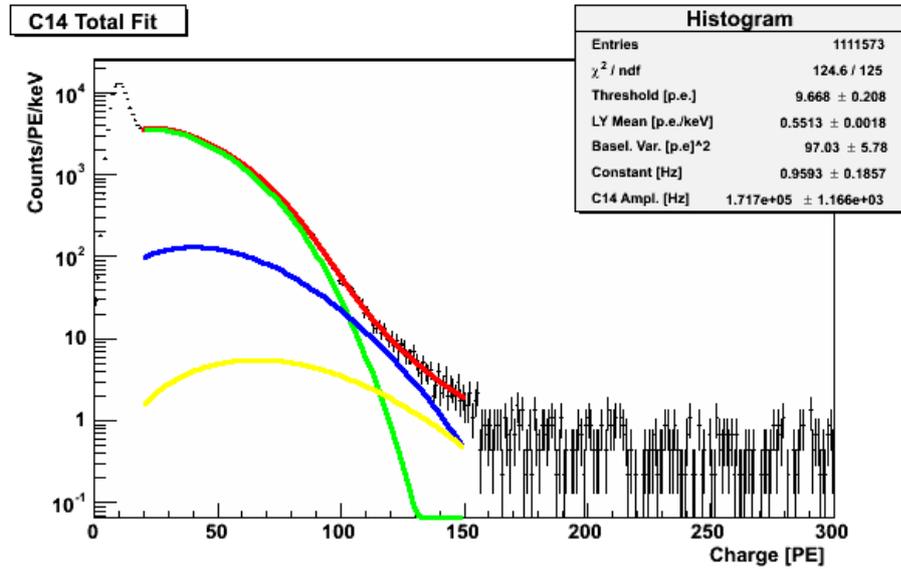


Figura 6.16: Run 226, acquisito nel primo mese di attività dell'apparato sperimentale: fit totale della componente di ^{14}C nel LSV di DS-50.

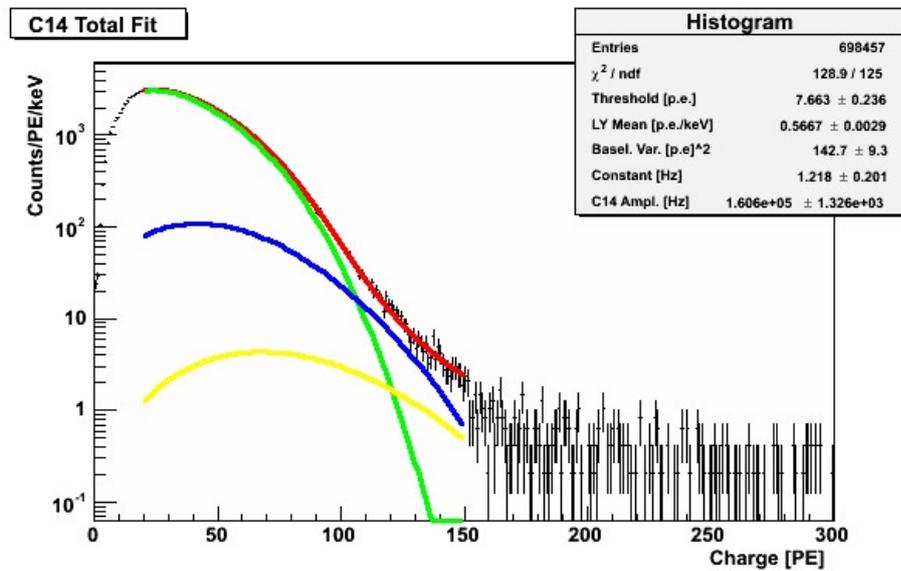


Figura 6.17: Run 675, acquisito dopo la manutenzione dell'elettronica dell'OD: fit totale della componente di ^{14}C nel LSV di DS-50.

valore è in ogni caso compatibile con il valore atteso di circa 0,5 p.e./keV. Il rate di ^{14}C presente nel LSV è maggiore delle aspettative formulate in sezione 6.1: questa differenza tra il valore atteso e quello misurato è dovuta principalmente all'algoritmo di clustering, che a fronte di una soglia più bassa fornisce un valore più elevato di eventi che la superano.

Run 226	Valore	Statistico	Sistematico	Unità
Light Yield	0,551	$\pm 0,001$	$^{+0,008}_{-0,009}$	[p.e./keV]
^{14}C Rate	$1,717 \cdot 10^5$	$\pm 0,012 \cdot 10^5$	$^{+0,016}_{-0,016} \cdot 10^5$	[Hz]

Tabella 6.6: Risultati e incertezze di Light Yield e di ^{14}C Rate per il run 226.

Run 675	Valore	Statistico	Sistematico	Unità
Light Yield	0,567	$\pm 0,003$	$^{+0,008}_{-0,008}$	[p.e./keV]
^{14}C Rate	$1,606 \cdot 10^5$	$\pm 0,013 \cdot 10^5$	$^{+0,011}_{-0,012} \cdot 10^5$	[Hz]

Tabella 6.7: Risultati e incertezze di Light Yield e di ^{14}C Rate per il run 675.

Variando i parametri fissati all'interno delle incertezze riportate in tabella 6.3, a cui si aggiunge kB, è stato valutato l'errore sistematico sui parametri liberi trovati dal fit.

Nelle tabelle 6.6 e 6.7 sono mostrati i valori ottenuti per Light Yield e ^{14}C Rate, e gli errori statistici dal fit; si può notare come gli errori sistematici siano confrontabili con gli errori statistici del fit.

6.11 Analisi del Carbonio-14 del dataset dell'OD di DS-50

Ultimati i test e scelto il set di parametri da utilizzare nell'algoritmo di fit, è stata effettuata l'analisi totale del ^{14}C del dataset di OD di DarkSide-50. Per calcolare gli andamenti e i valori medi delle grandezze in gioco è stato considerato un campione di run di background acquisiti durante tutto il periodo utile della presa dati, da Novembre 2013 ad Aprile 2014. Questi dati sono stati processati con il software di ricostruzione *odrec* utilizzando l'algoritmo di clustering Amp2, e successivamente analizzati in serie utilizzando il codice di fit del ^{14}C descritto in sezione 6.3. Lo studio dello spettro di ^{14}C è stato effettuato utilizzando le variabili di carica *fixed width* e *saturation correction*, dopo le considerazioni presentate in sezione 6.4.4 a proposito dei risultati dei test con entrambe le variabili. Per ogni run analizzato sono stati calcolati dal fit i valori di Threshold, Light Yield, Baseline Variance, Constant e ^{14}C Rate; nei grafici in figura 6.18 sono mostrati gli andamenti di

queste grandezze in funzione del numero del run e della data di acquisizione. Seguono alcune considerazioni sui risultati ottenuti.

- Come aspettato vi è una differenza tra il primo periodo di presa dati e il secondo, a partire dal run 428. Questa differenza è dovuta agli improvement effettuati sull'elettronica descritti nel capitolo 3. Queste variazioni potrebbero aver reso i segnali provenienti dai PMT meno saturati: la saturazione dei canali ha come effetto una distorsione dello spettro misurato, da cui la variazione dei risultati del fit.
- Il parametro Constant dipende dagli eventi di scintillazione che non provengono da ^{14}C , come ad esempio ^{60}Co , ^{40}K e tutti gli isotopi presenti nei PMT e nella struttura dell'apparato che emettono γ . Gli eventi di questo tipo che saturano i PMT potrebbero essere scambiati per ^{14}C , e quindi portare come risultato una Constant più bassa se utilizzata la variabile di carica *fixed width*. Al contrario, l'analisi con la variabile di carica *saturation correction* ha una costante più elevata perchè questo effetto è corretto. Di conseguenza vi è una variazione del rate totale del ^{14}C , anche se piccola.
- Il Light Yield presenta un andamento non monotono, con varie fluttuazioni. La ragione di queste fluttuazioni è da ricercarsi soprattutto nel fatto che i parametri del fit sono tutti legati tra di loro, quindi una variazione di uno può comportare la variazione anche di un altro. Dal run 428 in poi il Light Yield varia, per i dati *fixed width*, tra 0,56 p.e./keV e 0,575 p.e./keV. Non sembrano esserci riscontri relativi ad una variazione della resa in luce dovuta a contaminazioni o ad altri effetti.

6.11.1 Conclusioni dell'analisi del Carbonio-14

A conclusione di questa analisi del fondo radioattivo di ^{14}C presente nel LSV di DarkSide-50 nei primi sei mesi di presa dati, è riportato un riassunto delle principali operazioni eseguite.

Innanzitutto è stato creato un algoritmo di analisi spettrale comprensivo degli eventuali pile-up, il quale può essere utilizzato per analizzare i dati del veto che presentano elevato rate.

In seguito si è contribuito alla scelta del miglior algoritmo di clustering per l'analisi dei dati dell'Outer Detector, in particolare rispetto al metodo di unificazione in cluster degli eventi di scintillazione e alla soglia effettiva.

È stato poi effettuato uno studio delle differenze tra i due metodi di raccolta della carica *fixed width* e *saturation correction*: si è notato che

entrambi i metodi possono essere utilizzati per analizzare i dati in quanto non vi sono sostanziali differenze nei risultati.

Dopodichè è stato calcolato il miglior set di costanti da utilizzare nell'algoritmo e il modello di quenching per scintillatore presente nel LSV durante le prime campagne di presa dati; inoltre è stato messo a punto un possibile metodo sperimentale per calcolare tramite fit spettrale il valore della relativa costante di Birks, in caso di modifica della composizione chimica dello scintillatore. I risultati ottenuti sono in linea con le aspettative.

Infine è stato analizzato il dataset del veto di DS-50, con la visualizzazione durante i primi mesi di presa dati dell'andamento delle caratteristiche del fondo radioattivo di ^{14}C e dello scintillatore, con particolare attenzione al rate e alla resa in luce.

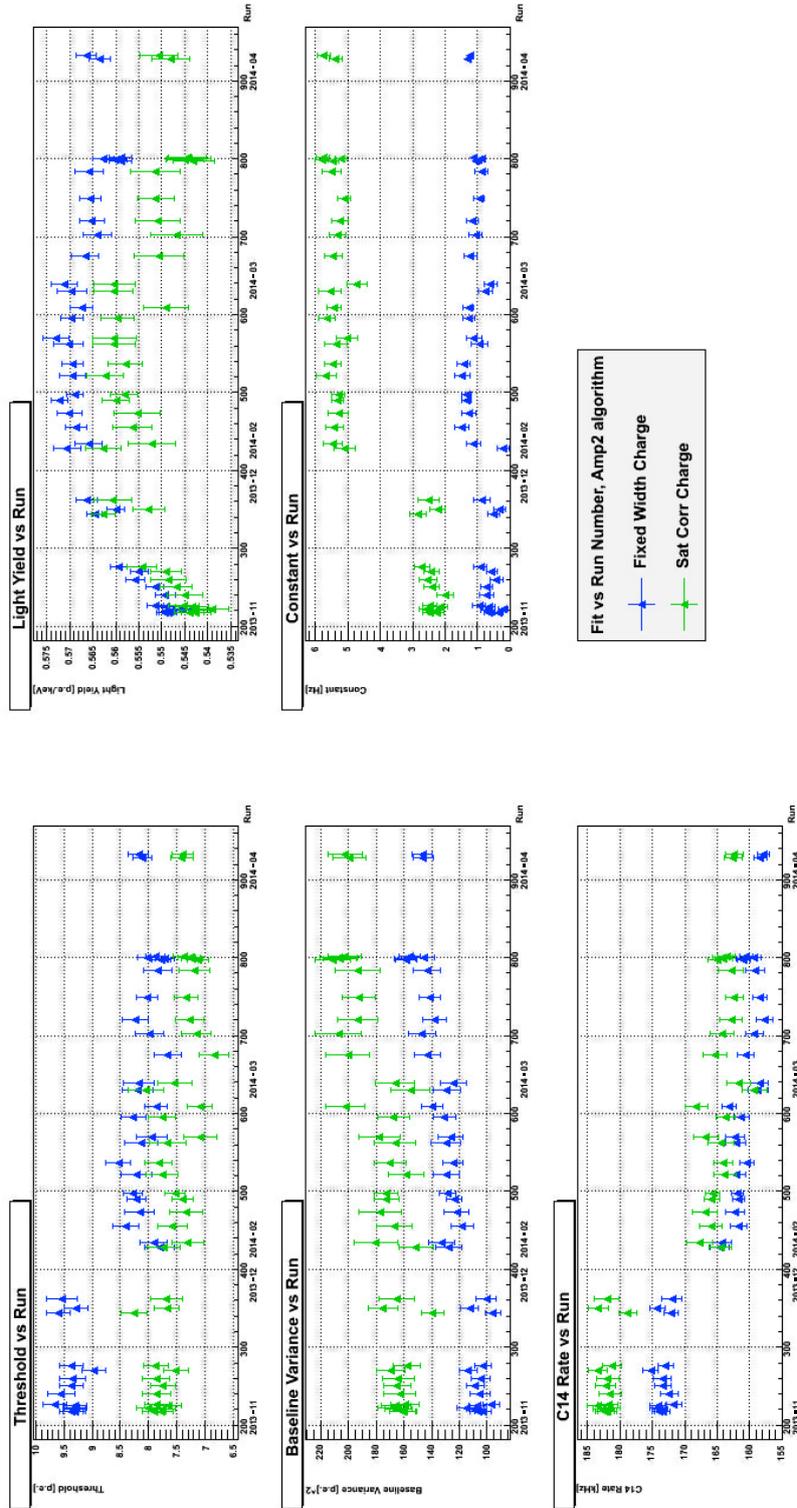


Figura 6.18: Analisi del dataset di DS-50, eseguita con dati processati con algoritmo di clustering Amp2. In blu è riportata la variabile di carica *fixed width*, in verde la variabile *saturation correction*.

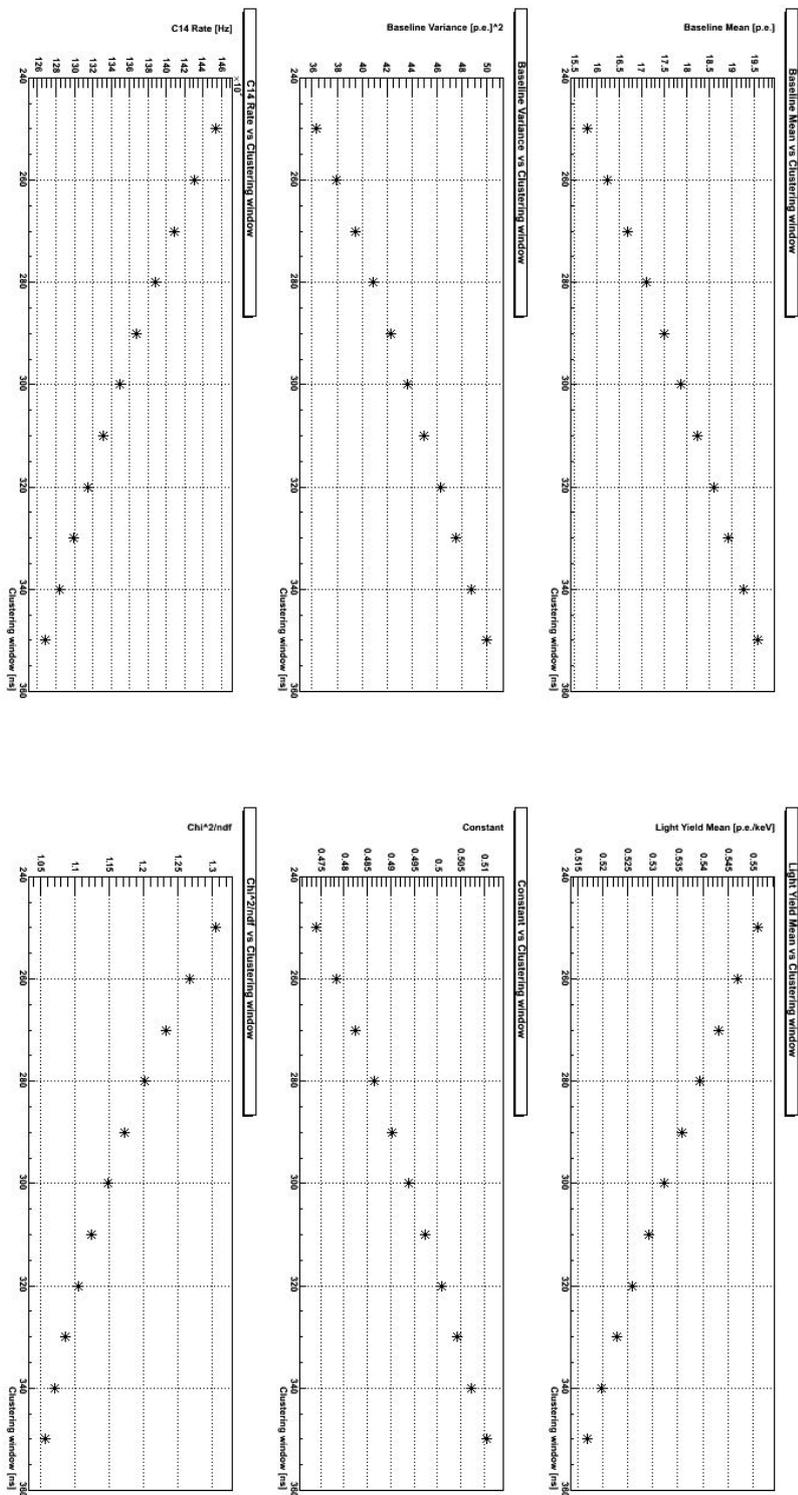


Figura 6.19: Andamento dei parametri liberi di fit in funzione della lunghezza della finestra di clustering.

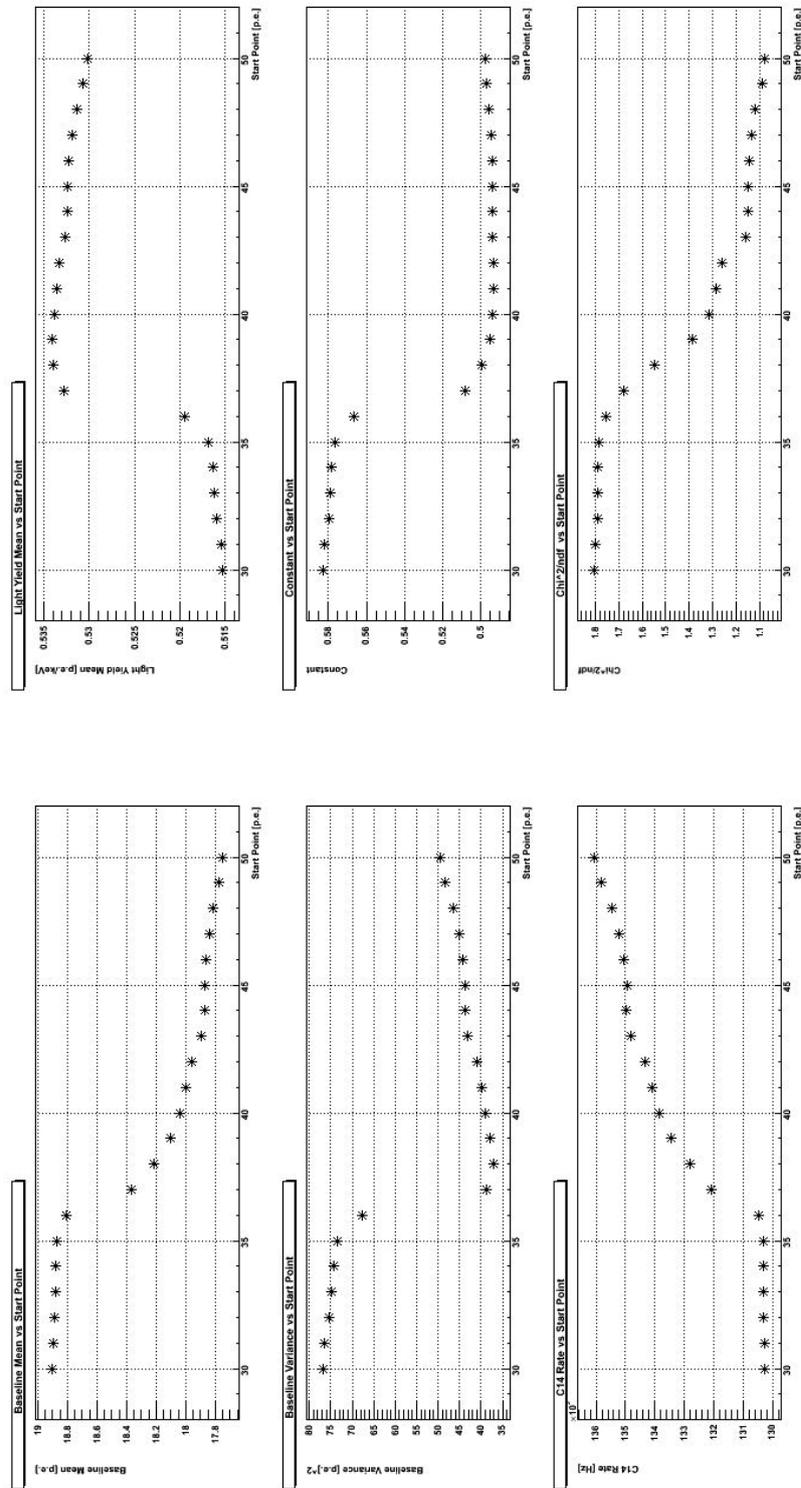


Figura 6.20: Andamento dei parametri liberi di fit in funzione dello start point

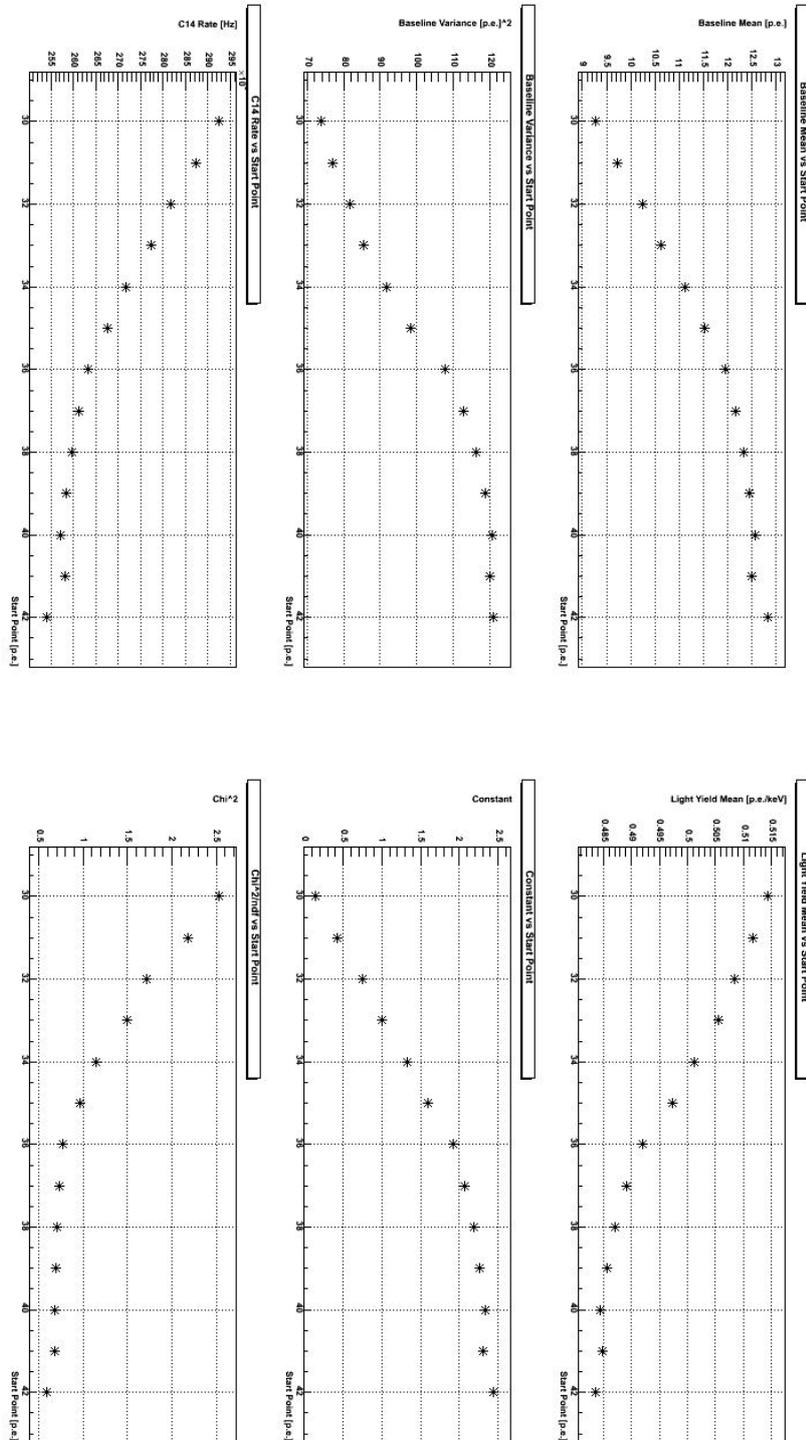


Figura 6.21: Andamento dei parametri liberi di fit in funzione dello start point con il nuovo algoritmo con soglia a 5 p.e. .

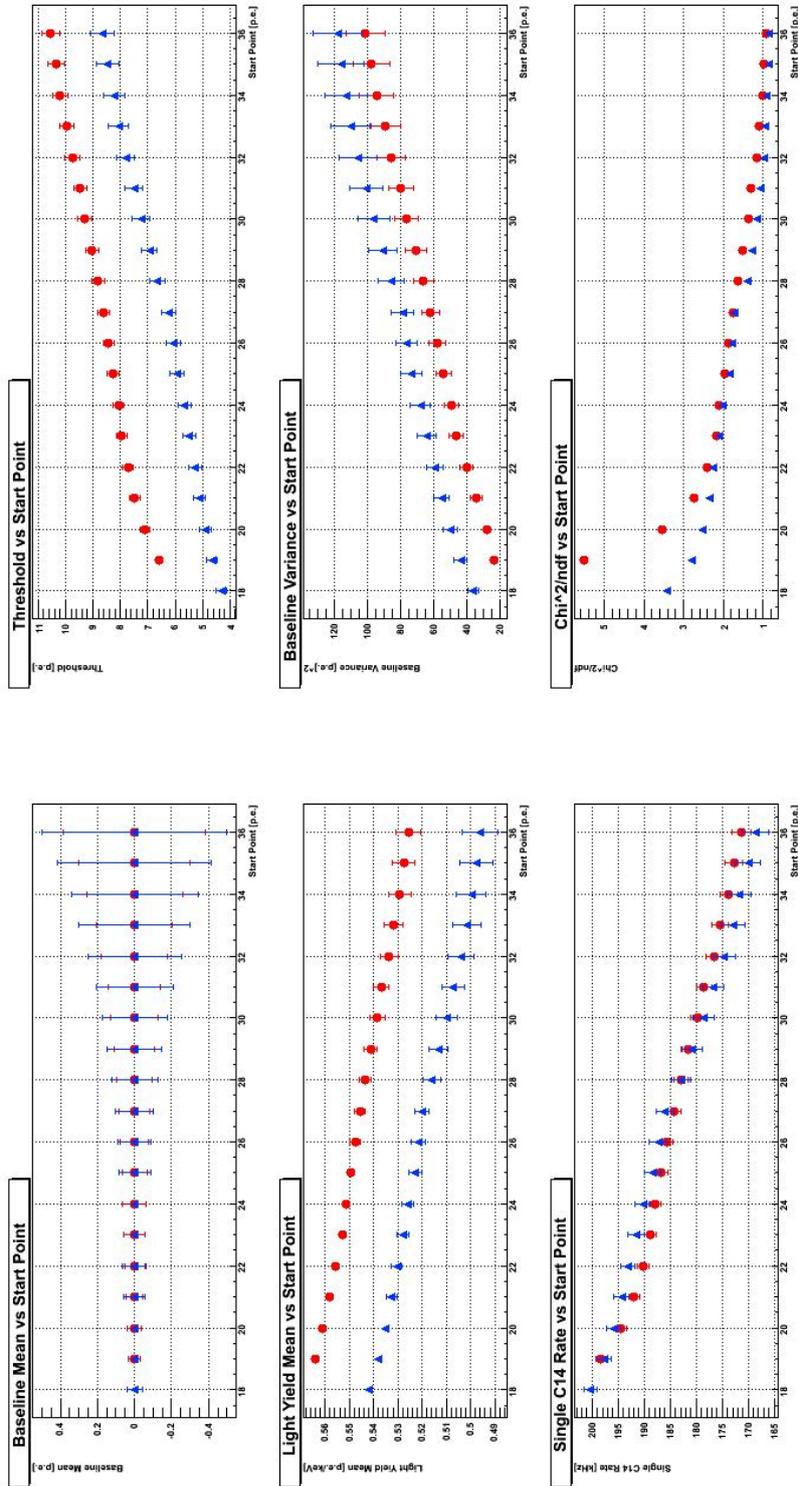


Figura 6.22: Andamento dei parametri liberi di fit in funzione dello start point per la variabile di carica *fixed width*. In rosso i dati processati con l'algoritmo Amp1, in blu quelli processati con Flatback200.

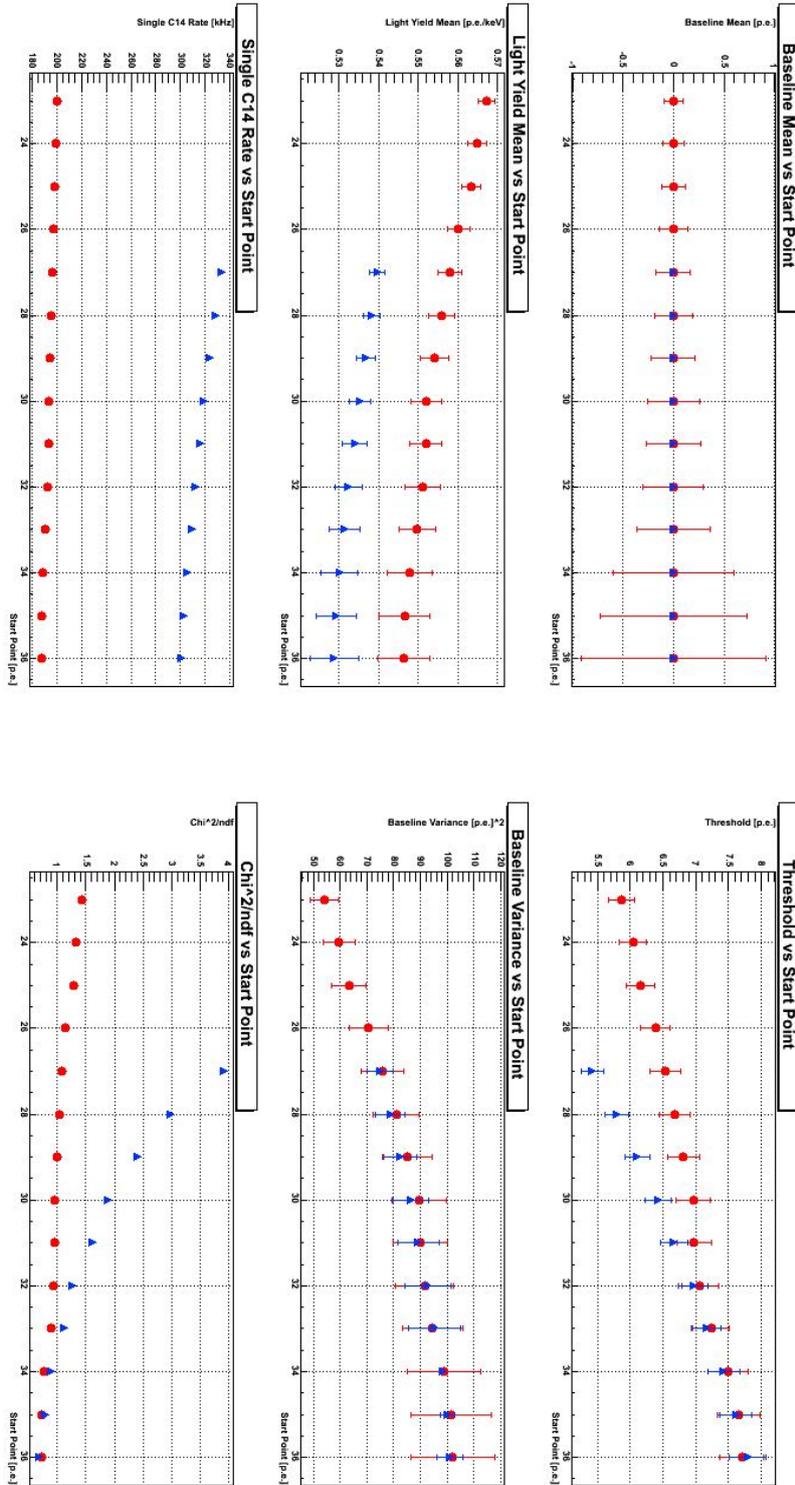


Figura 6.23: Andamento dei parametri liberi di fit in funzione dello start point per la funzione della carica *saturated correction*. In rosso i dati processati con l'algoritmo AmpI, in blu quelli processati con Flatback200.

Capitolo 7

Operazioni sulla composizione dello scintillatore

A inizio Maggio 2014, dopo circa sei mesi di presa dati con lo scintillatore liquido composto da una miscela di PC (drogato con PPO) e TMB (vedi sezione 2.3.1), è iniziata una campagna di test per studiarne la composizione ideale per le necessità dell'esperimento. Come descritto nel capitolo 6 lo scintillatore presenta un elevato fondo radioattivo, in particolare dovuto alla grande quantità di ^{14}C presente al suo interno.

La più alta concentrazione di ^{14}C è nell'atmosfera: la radioattività naturale presente sulla Terra e quella proveniente dai raggi cosmici causano reazioni nucleari le quali trasformano una piccola parte del ^{12}C nell'isotopo ^{14}C , il quale decade β . Sia lo PseudoCumene che il TriMetilBorato possiedono carbonio nella loro composizione chimica, ma la sua provenienza è differente. Lo PseudoCumene contiene poco ^{14}C , in quanto è lo stesso utilizzato dall'esperimento Borexino [?], e quindi sottoposto già da anni a controlli di qualità, misurazioni. Inoltre, il PC utilizzato è estratto dal petrolio, quindi proviene da giacimenti sotterranei e per questo motivo mai entrato a contatto con l'atmosfera terrestre. Il TMB invece proviene da due siti: uno americano, in cui è estratto da giacimenti petroliferi sotterranei, e uno europeo, in cui è prodotto in superficie dal metanolo. In futuro si utilizzerà soltanto materiale proveniente da giacimenti petroliferi sotterranei, con una quantità di ^{14}C di gran lunga inferiore.

Lo scopo operativo principale di questa campagna è stato individuare la quantità di TMB necessaria per ottenere una configurazione ottimale dello scintillatore, cioè un compromesso tra il fondo radioattivo e la capacità di catturare i neutroni.

7.1 Rimozione del TMB dallo scintillatore

Accanto all'apparato sperimentale di DS-50 vi è una *storage area* formata da quattro grosse taniche per stoccare materiale liquido. La prima operazione effettuata in questa campagna di test è stata la distillazione di parte del PC stoccato per rimuovere le impurezze residue. Nella prima settimana di Giugno 2014 è iniziata la modifica della composizione dello scintillatore: l'obiettivo è ottenere il primo scintillatore da testare, composto da solo PC drogato con PPO, senza TMB. A tale proposito sono state eseguite le seguenti operazioni:

- Rimozione del TMB: dopo la purificazione del PC è iniziato lo svuotamento del LSV. Lo scintillatore è stato prelevato dal fondo della sfera e poi mandato alla colonna di distillazione: data la differenza del punto di ebollizione dei due principali materiali che compongono lo scintillatore, questo processo di distillazione ne ha prodotto la separazione completa. In particolare, il TMB è stato estratto dalla cima della colonna e stoccato in appositi contenitori, mentre il PC (+PPO) è stato estratto dal fondo.
- Filtraggio: dato che il prodotto utile della distillazione è estratto dal fondo residuo, è stato necessario un filtraggio per eliminare eventuali agenti contaminanti che la distillazione ha separato dal TMB e lasciato nella parte bassa della colonna.
- Inserimento del nuovo scintillatore: dopo circa mezza giornata di estrazione e distillazione dello scintillatore, i PMT nella regione vicino alla sommità della sfera risultavano non immersi nello scintillatore. Il loro rate infatti è diminuito, come seppur in misura minore il rate di tutti gli altri PMT della sfera. È iniziato allora il riempimento della sfera: contemporaneamente al prelievo dello scintillatore dal punto più basso della sfera, si è iniziato ad inserire dal punto più alto il PC (+PPO) ottenuto dopo la rimozione del TMB nella colonna di distillazione, mescolato con il PC puro prodotto durante la campagna di purificazione della *storage area*. Il PC puro è stato aggiunto per rimediare alla perdita in volume di TMB.

7.2 Primo ciclo di rimozione del TMB

Durante la rimozione del TMB è stata seguita un'attenta presa dati, incentrata sullo studio del ^{14}C . Di pari passo è stato necessario visualizzare e tenere sotto controllo il rate dei PMT del veto: il modulo ODS-Viewer

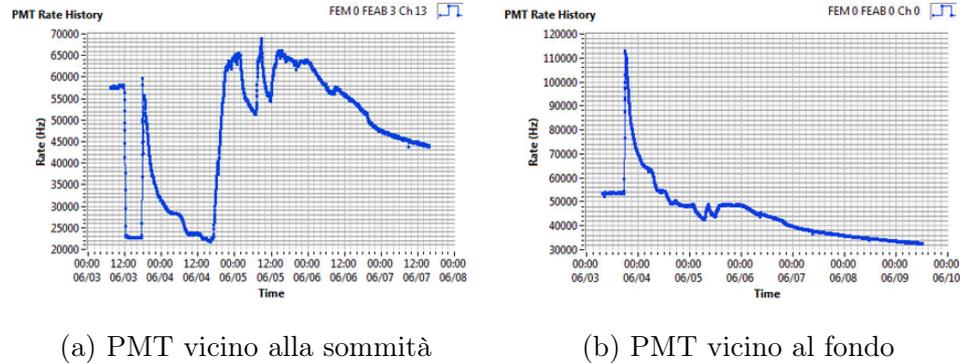


Figura 7.1: Andamento del rate di alcuni canali del rivelatore di neutroni durante la rimozione del TMB.

descritto nel capitolo 5 è stato di rilevante importanza. In questa sezione sono presentati i risultati forniti dal modulo ODS-Viewer rispetto all'andamento dei rate del *Neutron Veto* durante i cicli di rimozione del TMB dallo scintillatore.

Al momento dell'inserimento del nuovo scintillatore nella sfera il rate è aumentato in modo significativo, per poi decrescere nelle ore successive di circa il 40% per i PMT nell'anello superiore della sfera e di circa il 30 – 35% per tutti gli altri. Questo aumento del rate si è verificato durante tutti i successivi inserimenti dello scintillatore distillato, come si può notare negli andamenti storici del rate dei singoli PMT mostrati in figura 7.11. Questo aumento del rate è dovuto al fatto che il PC distillato viene inserito nel LSV ad una temperatura maggiore rispetto allo scintillatore contenuto, a circa 50 °C: i PMT rispondono a questo aumento di temperatura con un aumento del rate stesso.

Nelle figure 7.1a e 7.1b sono mostrati rispettivamente gli andamenti del rate di un PMT situato presso la sommità della sfera e di uno posizionato presso il fondo. L'andamento del primo presenta innanzitutto un calo dato dal fatto che durante il primo svuotamento non era bagnato dallo scintillatore (vedi figura 7.2b); l'inserimento dello scintillatore nuovo (più caldo ma meno contaminato) ha nuovamente innalzato il rate. Questi andamenti si sono ripetuti ad ogni svuotamento ed inserimento, fino alla fine del primo ciclo di rimozione del TMB. L'andamento del rate del PMT vicino al fondo della sfera invece è diverso: a partire dal rate iniziale si ha un innalzamento molto più evidente del rate, dato dal surriscaldamento del liquido in tutta la sfera e dal fatto che il PMT in questione è ancora immerso nello scintillatore contaminato. L'effetto di ogni nuovo svuotamento e reinserimento è meno evidente per questo canale, fino al trend monotono discendente mostrato alla fine del primo ciclo.

Al completamento del primo loop di rimozione del TMB il rate dei PMT

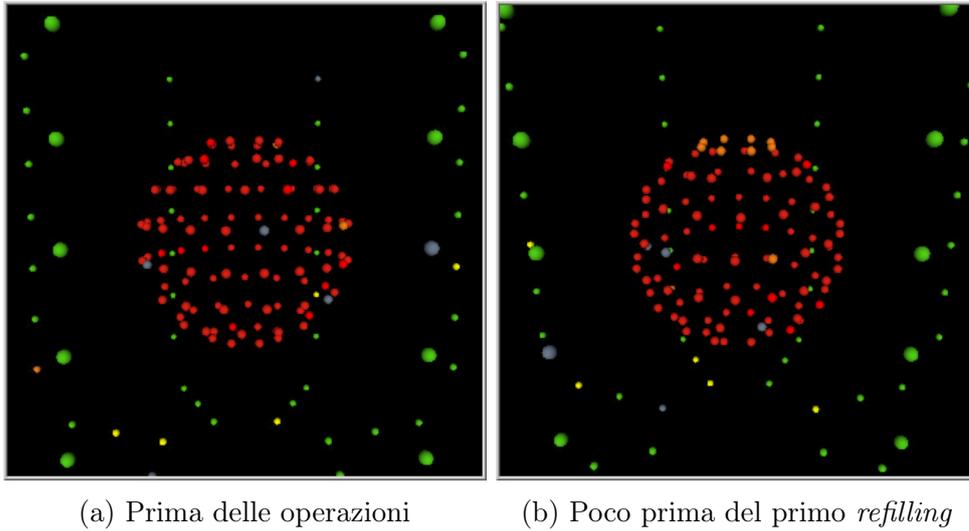


Figura 7.2: Prima dell'inizio delle operazioni e durante lo svuotamento, fase precedente al primo *refilling* del LSV con il solo PC(+PPO) mescolato al PC pre-distillato. Si noti nella figura di destra la corona di PMT non immersi nello scintillatore sulla sommità della sfera: il rate è decisamente più basso, infatti il colore è arancione.

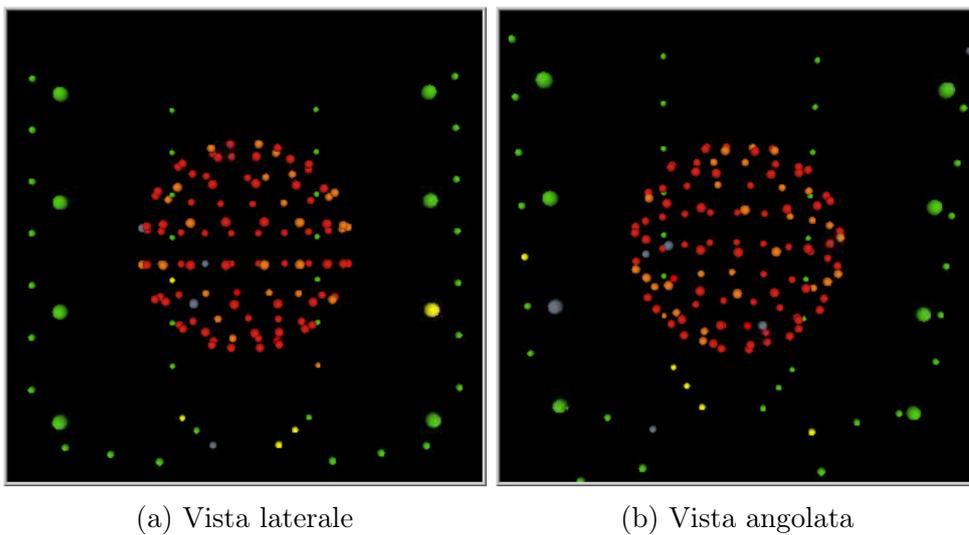


Figura 7.3: Situazione degli scaler al completamento del primo ciclo di rimozione del TMB: metà dei PMT è arancione, e sono distribuiti uniformemente. Il rate dei canali del LSV si sta abbassando.

della sfera si è ridotto a circa 30 kHz di media, e la distribuzione del rate si è uniformata. Nelle figure 7.2 e 7.3 si può osservare la distribuzione spaziale dei rate dei PMT del *Neutron Veto* durante il primo ciclo di rimozione. Per il secondo ciclo di rimozione è stato implementato un sistema di raffreddamento ad acqua del PC prima dell'inserimento nel LSV, che ha ridotto la temperatura di ingresso di circa 20 °C. Alla fine del primo ciclo di rimozione la percentuale di TMB si è ridotta da 50% a 0,9%.

7.2.1 Analisi dello stato del nuovo scintillatore

I dati acquisiti durante il primo ciclo di rimozione sono stati analizzati per studiare la quantità di ^{14}C e la resa in luce dello scintillatore. L'analisi dei dati ha mostrato un crollo della quantità di ^{14}C all'interno del LSV, ma ha anche evidenziato una sostanziale diminuzione del Light Yield dello scintillatore. I risultati del fit spettrale del ^{14}C durante le operazioni sono mostrati nelle figure 7.4 e 7.5.

- La resa in luce è crollata di circa il 40% durante le prime 4 h dall'inizio delle operazioni: probabilmente sono state inserite impurezze durante il primo *refilling* della sfera.
- La quantità di ^{14}C nel rivelatore di neutroni è diminuita significativamente dopo 12 h dall'inizio della rimozione del TMB, fino a raggiungere un valore di ~ 5 kHz.

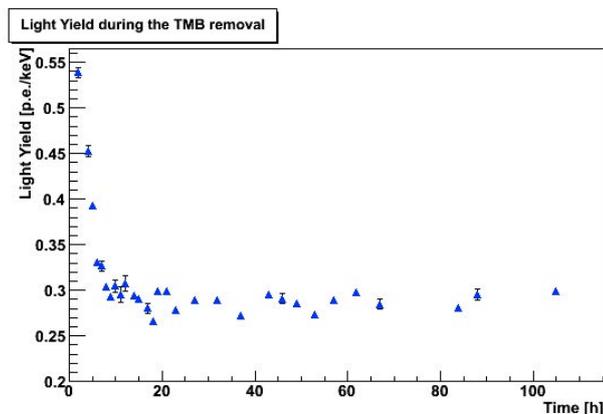


Figura 7.4: Analisi dei run acquisiti nei primi giorni di rimozione del TMB: andamento della resa in luce dello scintillatore.

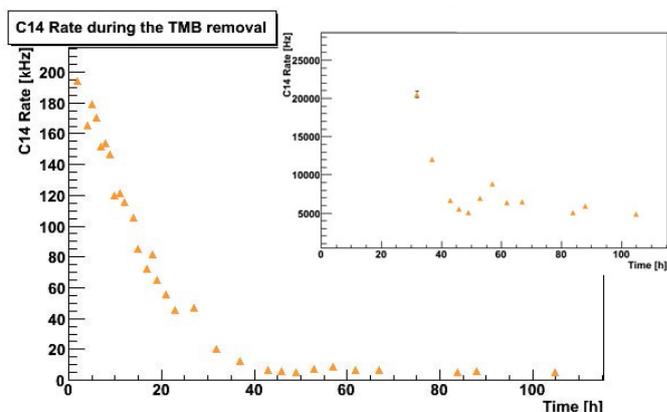


Figura 7.5: Analisi dei run acquisiti nei primi giorni di rimozione del TMB: andamento della contaminazione di ^{14}C . Ingrandimento dell'ultima parte di grafico nel riquadro in alto a destra.

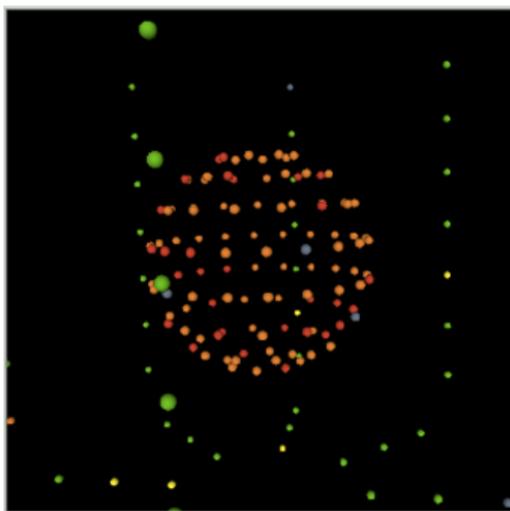
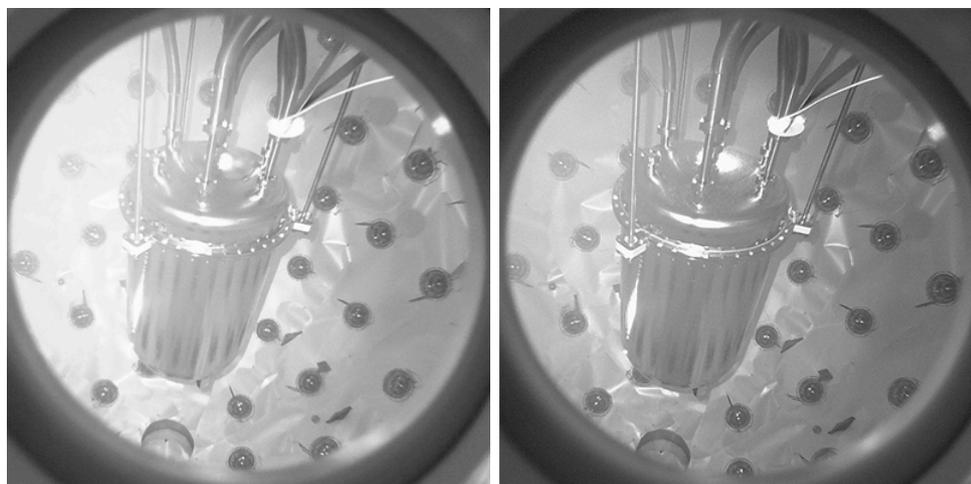


Figura 7.6: Alla fine di un ciclo e mezzo di rimozione del TMB il rate si è stabilizzato a 19 kHz. Quasi tutti i PMT del rivelatore di neutroni sono color arancione.

7.3 Fotografie dell'interno della sfera

Durante la costruzione della sfera di acciaio sono state installate tre microcamere, due nell'emisfero superiore e una in quello inferiore, per scattare le fotografie dell'interno del LSV. Dopo aver flussato azoto per ottenere la massima pulizia e rimuovere l'umidità, sono state acquisite alcune fotografie dell'interno del rivelatore di neutroni, per capire se le impurezze entrate nella sfera durante il primo *refilling* abbiano modificato la trasparenza del liquido in modo significativo.



(a) Camera 1 - 8 Gennaio 2014

(b) Camera 1 - 12 Giugno 2014

Figura 7.7: Vista dalla Camera 1, con la configurazione di scintillatore iniziale e dopo le operazioni di rimozione del TMB.

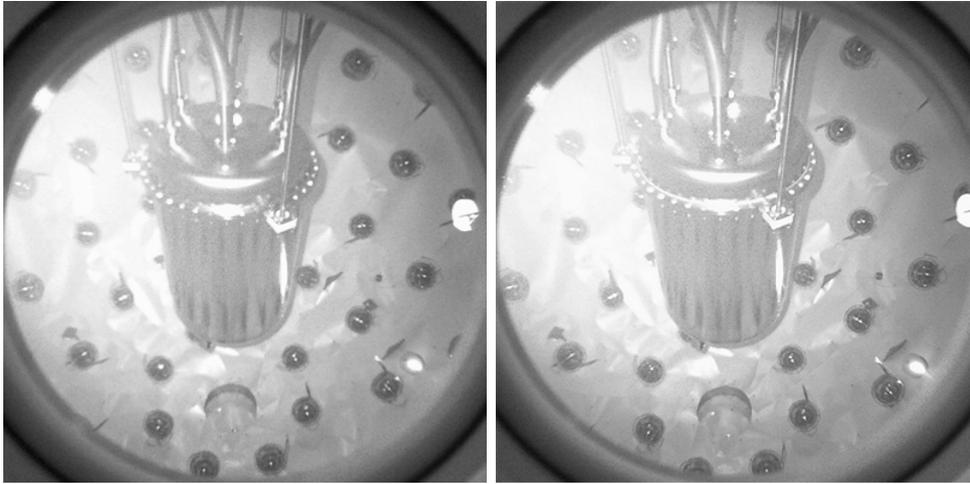
7.3.1 Analisi delle immagini acquisite

Le immagini acquisite sono riportate nelle figure 7.7 e 7.8. Si può notare al centro del LSV il criostato contenente la TPC, e sulla superficie interna della sfera i PMT del *Neutron Veto*. Le fotografie 7.7a e 7.8a sono state scattate l'8 Gennaio 2014, prima della rimozione del TMB; le fotografie 7.7b e 7.8b sono state scattate il 12 Giugno 2014, alla fine del secondo ciclo di rimozione. Il confronto tra le fotografie non mostra particolari differenze: la trasparenza del liquido è rimasta invariata, non si rilevano impurezze macroscopiche o particolato. Questo confronto non può escludere però la presenza di impurezze microscopiche, quindi sarà necessaria un'analisi chimica approfondita.

7.4 Stato attuale dopo la rimozione

Dopo il primo ciclo di rimozione del TMB è stato eseguito un ulteriore ciclo e un filtraggio per rimuovere le eventuali impurezze residue. Durante il secondo ciclo i rate dei PMT si sono abbassati ulteriormente, come si mostrato nelle figure 7.11 e 7.12.

Nei grafici 7.9 e 7.10 sono mostrati gli andamenti della quantità di ^{14}C e della resa in luce dello scintillatore (rispetto al tempo in ore dall'inizio della rimozione, ovvero dopo circa 40 giorni). La quantità di TMB è pari a 0,37%. Nonostante il filtraggio dello scintillatore la resa in luce non è



(a) Camera 2 - 8 Gennaio 2014

(b) Camera 2 - 12 Giugno 2014

Figura 7.8: Vista dalla Camera 2, con la configurazione di scintillatore iniziale e dopo le operazioni di rimozione del TMB.

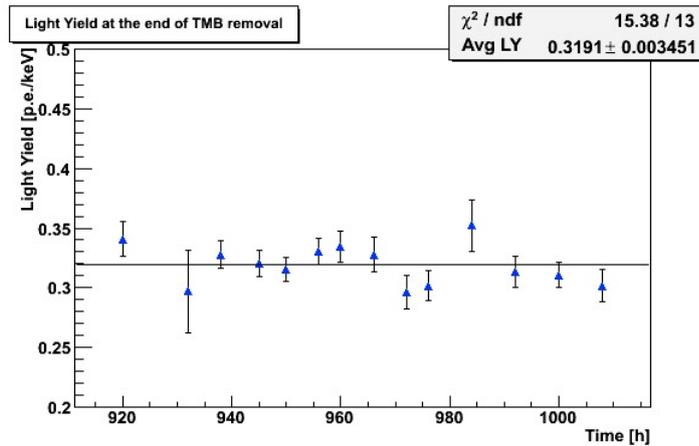


Figura 7.9: Analisi alla fine della rimozione del TMB: andamento della resa in luce dello scintillatore.

variata, ed è pari a $0,319 \pm 0,003$ p.e./keV; il ^{14}C si è invece stabilizzato a $488,8 \pm 4,3$ Hz.

Questa campagna di rimozione del TMB ha permesso di ridurre in modo significativo la quantità di ^{14}C presente nell'apparato, a discapito però della resa in luce dello scintillatore. In seguito si deciderà se utilizzare la configurazione attuale oppure se inserire una certa percentuale di TMB a bassa concentrazione di ^{14}C per ottenere lo scintillatore ottimale per lo studio e la reiezione del fondo di neutroni nella ricerca diretta di WIMPs.

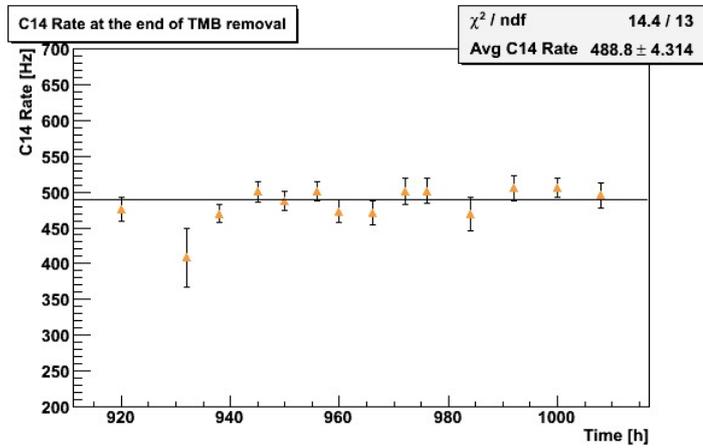
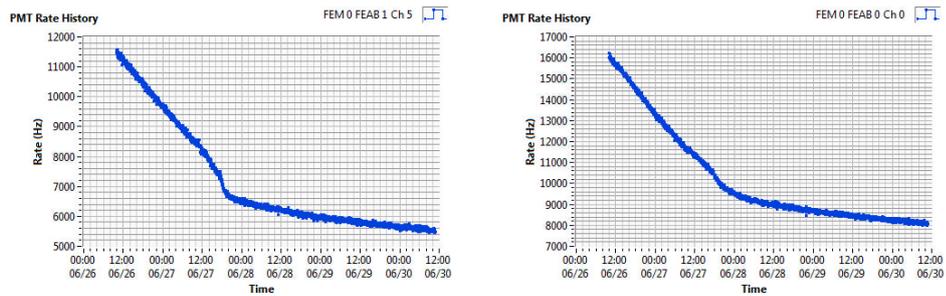


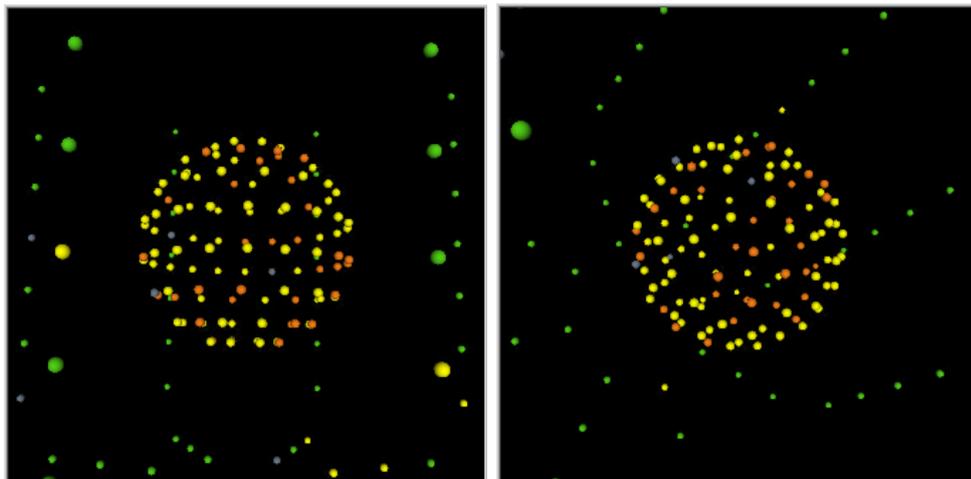
Figura 7.10: Analisi alla fine della rimozione del TMB: andamento della contaminazione di ^{14}C .



(a) PMT vicino alla sommità

(b) PMT vicino al fondo

Figura 7.11: Andamento del rate di alcuni canali del rivelatore di neutroni alla fine del secondo ciclo di rimozione del TMB.



(a) Distribuzione uniforme.

(b) Visuale angolata.

Figura 7.12: Visualizzazione 3D dei rate alla fine del secondo ciclo.

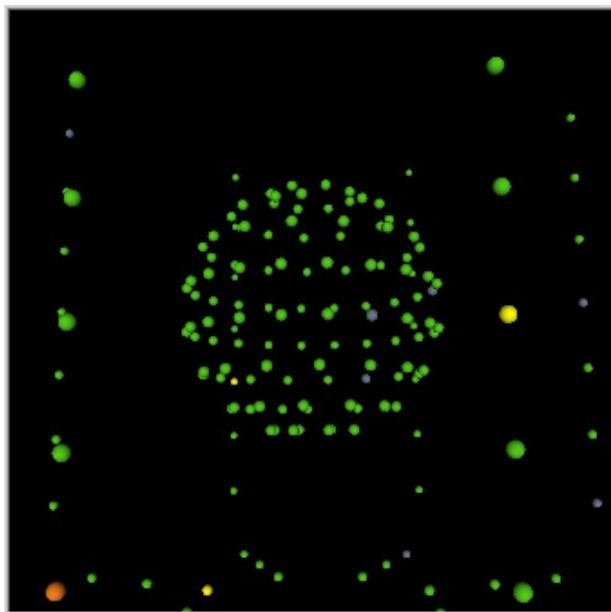


Figura 7.13: Stato dell'OD alla fine della rimozione del TMB: situazione ottimale.

Conclusioni

Il lavoro di questi mesi è stato svolto presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) [15]: si è lavorato sull'elettronica del rivelatore di neutroni, sull'acquisizione dati e sull'analisi del fondo radioattivo dell'esperimento DarkSide-50 [17].

La prima parte del lavoro è stata l'integrazione hardware del trigger tra i due detector di DarkSide-50, per permettere una presa dati comune tra il rivelatore ad Argon e il sistema di veto; con questa configurazione di trigger è stato successivamente implementato il sistema di calibrazione laser. Dopodichè è stata effettuata la manutenzione di parte dell'elettronica di *front-end* del rivelatore di neutroni: il risultato di questa operazione è stato il recupero di alcuni canali, la riduzione del rumore elettronico e l'eliminazione delle oscillazioni parassite indotte dal sistema di alimentazione. Al termine di queste operazioni sono stati acquisiti alcuni run di calibrazione laser del sistema di veto. Con questi dati è stato effettuato lo studio della stabilità del sistema durante i primi due mesi di presa dati: l'andamento del rate osservato in tutti i PMT del veto infatti ha evidenziato una perdita di circa il 30% del rate, la cui causa è stata identificata nella riduzione del rumore di fondo in tutto il rivelatore esterno. Lo stato di salute dei PMT è ottimale: l'efficienza quantica e il guadagno dei PMT sono infatti rimasti invariati.

In seguito è stato scritto programma per la visualizzazione tridimensionale dei rate di tutti i PMT del veto in funzione della loro posizione, ed è stato inserito nel software online di acquisizione dati. Esso consente di monitorare la distribuzione dei rate in tutto il rivelatore esterno e per controllare lo stato di salute dei PMT in tempo reale e da database.

I dati del rivelatore di neutroni raccolti nei primi mesi di acquisizione sono stati analizzati per studiare la componente di fondo dovuta al ^{14}C , la quale rappresenta la quasi totalità degli eventi: data l'elevata contaminazione presente nella configurazione iniziale dello scintillatore il fenomeno del pile-up gioca un ruolo rilevante per questo isotopo, pertanto gli spettri convoluti del primo e del secondo pile-up sono stati inseriti nel modello. Con questo

modello sono stati calcolati i valori dei parametri relativi al rivelatore di neutroni e al fondo radioattivo.

Da questa analisi si è ottenuta una resa in luce dello scintillatore pari a $0,567 \pm 0,008$ p.e./keV e un rate di interazione di ^{14}C di $(1,606 \pm 0,017) \cdot 10^5$ Hz nel periodo di presa dati successivo alla manutenzione dell'elettronica. Inoltre per lo scintillatore borato utilizzato nei primi mesi di presa dati sono stati determinati i parametri del modello di quenching, in particolare è stata calcolata la costante di Birks, pari a $0,0083 \pm 0,0022$ MeV/cm. È stata poi calcolata la varianza relativa della resa in luce rispetto alla posizione dell'evento pari a $0,0064 \pm 0,0004$ e una baseline di $0,38 \pm 0,04$ p.e.; inoltre è stata studiata la correlazione tra i parametri e il modello di quenching. Infine è stata effettuata l'analisi del dataset da Novembre 2013 ad Aprile 2014.

Il programma di monitoring tridimensionale dei rate presentato in questo elaborato ha permesso di studiare lo stato dell'apparato durante successive operazioni di rimozione del TMB e di filtraggio dello scintillatore.

Inoltre durante le operazioni di rimozione del TMB l'analisi spettrale presentata ha permesso di evidenziare un drastico calo della concentrazione di ^{14}C , di circa un fattore 300. Allo stesso tempo si è osservato il dimezzamento della resa in luce, causato probabilmente da impurità entrate accidentalmente nell'apparato durante le operazioni. Alla fine della rimozione del TMB si è ottenuta un rate di ^{14}C pari a $488,8 \pm 4,3$ Hz, e una resa in luce di $0,319 \pm 0,003$ p.e./keV. Verranno testate ulteriori configurazioni con percentuali diverse di TMB, con minore contenuto di ^{14}C , per ottenere lo scintillatore ottimale per la reiezione e la misura del fondo di neutroni.

DarkSide-50 è in fase di presa dati da Novembre 2013: i dati fin'ora acquisiti e le future campagne di acquisizione saranno fondamentali per comprendere il funzionamento del rivelatore in vista degli studi dei rinculi nucleari di WIMPs.

Elenco delle figure

1.1	Curve di rotazione delle galassie.	8
1.2	Lensing gravitazionale.	9
1.3	Alone galattico di materia oscura.	15
1.4	Distribuzione di velocità delle WIMPs.	19
1.5	Andamenti massa - sezione d'urto di WIMPs.	24
2.1	Ricostruzione grafica di DarkSide-50.	28
2.2	Sezione della TPC.	30
2.3	Schema della TPC.	31
2.4	F90 rispetto al segnale di scintillazione S1.	31
2.5	Interno del LSV.	33
2.6	Interno della WT al completamento.	34
2.7	Interno della WT poco prima del riempimento.	35
2.8	Data flow dell'elettronica.	38
2.9	Data flow della DAQ.	39
3.1	Schema dell'integrazione del trigger.	49
3.2	Veto Trigger Module.	50
3.3	Veto Fanout Module.	51
3.4	Configurazione finale del sistema di trigger globale.	51
3.5	Sistema di calibrazione laser globale.	53
3.6	Configurazione finale dell'elettronica dell'OD.	54
3.7	Segnale laser rumoroso.	56
3.8	Vecchie schede FEAB.	57
3.9	Nuova scheda FEAB.	58
3.10	Tappo capacitivo.	59
3.11	Segnale laser prima e dopo la manutenzione.	59
3.12	Primo run globale.	62
4.1	Andamento del rate.	64
4.2	Posizione del picco del laser.	67
4.3	Confronto tra laser run nella finestra di rumore.	70

4.4	Confronto tra laser run nella finestra di laser.	71
5.1	Visualizzatore 3D nell'interfaccia di DAQ.	76
5.2	Posizione del canale nella visualizzazione storica.	76
5.3	Visualizzazione 3D in tempo reale: prospettive.	78
5.4	Visualizzazione 3D in tempo reale: proiezioni.	78
5.5	Posizione dei PMT spenti.	79
6.1	Spettro beta di ^{14}C	82
6.2	Test con tre pile-up.	87
6.3	Primo fit totale con i primi due pile-up.	87
6.4	Fit totale con Threshold.	90
6.5	Miglior fit di ^{14}C	91
6.6	Energia depositata nel LSV simulata.	92
6.7	Resa in luce simulata rispetto alla posizione.	94
6.8	Fit dei coefficienti di quenching da letteratura.	95
6.9	Plot 3D del χ^2/ndf rispetto a LY e kB.	97
6.10	Fit polinomiale dei minimi sul piano LY-kB.	97
6.11	Plot 3D del χ^2/ndf rispetto a Threshold e kB.	98
6.12	Fit polinomiale dei minimi sul piano Threshold-kB.	98
6.13	Plot 3D del χ^2/ndf rispetto a Relative LY Variance e kB.	99
6.14	Andamento dei parametri di fit rispetto al minimo considerato.	100
6.15	Andamento del χ^2/ndf del fit in funzione della costante di Birks.	101
6.16	Fit per il run 226.	103
6.17	Fit per il run 675.	103
6.18	Analisi del dataset.	107
6.19	Andamento dei parametri rispetto alla finestra di clustering.	108
6.20	Andamento dei parametri rispetto allo start point: discontinuità.	109
6.21	Andamento dei parametri rispetto allo start point: nessuna discontinuità.	110
6.22	Andamento dei parametri rispetto allo start point, <i>fixed width</i>	111
6.23	Andamento dei parametri rispetto allo start point, <i>saturation correction</i>	112
7.1	Andamento del rate durante la rimozione del TMB.	115
7.2	Visualizzazione 3D all'inizio della rimozione del TMB.	116
7.3	Visualizzazione 3D alla fine del primo ciclo di rimozione.	116
7.4	Resa in luce durante la rimozione.	117
7.5	^{14}C durante la rimozione.	118
7.6	Stato del rivelatore alla fine delle prime operazioni.	118

7.7	Confronto tra fotografie, camera 1.	119
7.8	Confronto tra fotografie, camera 2.	120
7.9	Resa in luce alla fine delle operazioni.	120
7.10	^{14}C alla fine delle operazioni.	121
7.11	Andamento del rate alla fine del secondo ciclo di rimozione. .	121
7.12	Visualizzazione 3D alla fine del secondo ciclo di rimozione. .	121
7.13	Visualizzazione 3D alla fine delle operazioni.	122

Elenco delle tabelle

1.1	Risultati di ricerca diretta di WIMPs.	25
2.1	Caratteristiche del progetto DarkSide.	45
3.1	Posizione dei segnali sulle schede di timing.	52
3.2	Canali problematici del rivelatore di neutroni.	55
3.3	Primo laser run.	61
6.1	Risultati iniziali con algoritmo Amp2.	91
6.2	Relazione tra i parametri di quenching e kB.	96
6.3	Set definitivo di costanti del fit.	101
6.4	Risultati per il run 226.	102
6.5	Risultati per il run 675.	102
6.6	Risultati di Light Yield e ^{14}C Rate, run 226.	104
6.7	Risultati di Light Yield e ^{14}C Rate, run 675.	104

Bibliografia

- [1] Planck Collaboration, Ade, P. A. R.; Aghanim, N.; Armitage-Caplan, C.; et al., *Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*, <http://arxiv.org/abs/1303.5062>. 7, 10
- [2] Planck Collaboration, Ade, P. A. R.; Aghanim, N.; Armitage-Caplan, C.; et al., *Planck 2013 results. XXIII. Isotropy and Statistics of the CMB*, <http://arxiv.org/abs/1303.5083>. 7, 10
- [3] N. Jarosik et al., *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP *) Observations: sky maps, systematic errors and basic results*, The Astrophysical Journal Supplement Series **192**, **2** (2011) <http://stacks.iop.org/0067-0049/192/i=2/a=14>. 11
- [4] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helvetica Physica Acta, **6** (1933) <http://stacks.iop.org/0067-0049/192/i=2/a=14>. 7
- [5] D. Paraficz et al., *The Bullet Cluster revisited: New results from new constraints and improved strong lensing modeling technique*, (2012) <http://arxiv.org/abs/1209.0384>. 11
- [6] O. Buchmueller, M.J. Dolan, C. McCabe, *Beyond Effective Field Theory for Dark Matter Searches at the LHC*, Prepared for submission to Journal of High Energy Physics (2013) <http://arxiv.org/abs/1308.6799>. 14
- [7] L. Carpenter, A. DiFranzo, M. Mulhearn, C. Shimmin, S. Tulin, D. Whiteson, *Mono-Higgs: a new collider probe of dark matter*, (2013) <http://arxiv.org/abs/1312.2592>. 14
- [8] R. Bernabei et al., *Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase1*, (2013) <http://arxiv.org/abs/1308.5109>. 14, 23, 24, 25
- [9] R. Bernabei et al., *Dark Matter investigation by DAMA at Gran Sasso*, (2013) <http://arxiv.org/abs/1306.1411>. 14, 23

- [10] M. Pospelov, J. Pradler, *Dark Matter or Neutrino recoil? Interpretation of Recent Experimental Results*, (2013) <http://arxiv.org/abs/1311.5764>. 14, 23, 24, 25
- [11] *PNNL: COGeNT Dark Matter Experiment*, (2013) <http://cogent.pnnl.gov/>.
- [12] CDMS Collaboration et al., *Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II*, (2013) <http://arxiv.org/abs/1304.4279>.
- [13] XENON100 Collaboration et al., *Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*, (2012) <http://arxiv.org/abs/1207.5988>. 25
- [14] LUX Collaboration et al., *First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility*, (2013) <http://arxiv.org/abs/1310.8214>. 24
- [15] *Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, <http://www.lngs.infn.it/>. 14, 20, 23, 27, 44, 123
- [16] *Soudan Underground Laboratory*, <http://www.soudan.umn.edu/>. 20
- [17] DarkSide Collaboration, *DarkSide-50 Proposal and Technical Design Report* (2011). 14, 16, 22, 24, 27, 123
- [18] DarkSide Collaboration, *Project Summary Collaborative Research: DarkSide-G2. A 2nd-Generation Direct Dark Matter Search* (2013). 14, 16, 22, 24, 27, 32
- [19] Borexino Collaboration, *Lifetime measurements of ^{214}Po and ^{212}Po with the CTF liquid scintillator detector at LNGS*, (2012) <http://arxiv.org/abs/1212.1332>. 28, 44
- [20] *Borexino Official website*, <http://borex.lngs.infn.it/>. 28, 36, 86, 94
- [21] *HAMAMATSU - Photon is our business*, <http://www.hamamatsu.com/>. 29
- [22] L. Pagani, *Rivelazione diretta di materia oscura con DarkSide: sviluppo, installazione e collaudo del rivelatore di neutroni*. Tesi di Laurea Magistrale, Università degli Studi di Milano, AA 2012-2013.

- [23] B. M. Loer, *Towards a Depleted Argon Time Projection Chamber WIMP Search: DarkSide Prototype Analysis and Predicted Sensitivity*. Tesi di Dottorato, Princeton University, AA 2010-2011. 13, 18
- [24] L. Crippa, *Studio delle caratteristiche del flusso di muoni cosmici nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso con l'esperimento Borexino*. Tesi di Laurea Triennale, Università degli Studi di Milano, AA 2010-2011. 27
- [25] A. Grau Malonda, A. Grau Carles, *The ionization quench factor in liquid-scintillation counting standardizations*, Applied Radiation and Isotopes 51 (1999) 183-188. 36, 93, 94, 95, 96
- [26] M. C. Smith et al., *The RAVE survey: constraining the local Galactic escape speed*, (2007) <http://mnras.oxfordjournals.org/content/379/2/755>. 18
- [27] R. W. Schnee, *Introduction to dark matter experiments*, (2011) <http://arxiv.org/abs/1101.5205>.
- [28] J. R. Taylor, *Introduzione all'Analisi degli Errori*. Zanichelli, 2nd Ed. (2000).
- [29] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 3rd Ed. (2000).
- [30] C. Amster et al., *Particle Physic Booklet*, Particle Data Group, LBNL and CERN (2008) <http://pdg.lbl.gov>.
- [31] *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework*, <http://root.cern.ch>. 42, 85
- [32] *National Instruments*, <http://ni.com>. 40, 41
- [33] *LabVIEW*, National Instruments, <http://ni.com>. 41
- [34] *Xilinx Inc, All Programmable Technologies*, <http://xilinx.com>. 39
- [35] *CAEN, Tools for discovery*, <http://caen.it>. 38, 48
- [36] C. Amster et al., *Particle Physic Booklet*, Particle Data Group, LBNL and CERN (2013) <http://pdg.lbl.gov/>. 32

Ringraziamenti

A conclusione di questi mesi di lavoro vicino al massiccio cuore del Gran Sasso, che giungono a conclusione degli anni passati in Università, non posso far altro che ringraziare tutti coloro che mi sono stati vicini, che mi hanno aiutato e che hanno condiviso qualcosa con me.



Per prima cosa desidero ringraziare i miei relatori **Davide** e **Maria Elena**, che mi hanno seguito e insegnato con pazienza e dedizione durante questo lavoro; ringrazio tutto lo staff di DarkSide che ho incontrato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, con cui ho condiviso questi mesi: **Andrea** e **Aldo**, poi **Stefano**, **Luca P.**, **Pino**, **Augusto G.**, **Augusto B.**, **Michele**, **Yura** il russo romanesco, **Federico**, la sicurezza di tutti noi, **Nicola C.**, **Francesco** e **Sergio**, che mi hanno mostrato tantissime cose pratiche dell'esperimento e **Paolo C.**. Con loro ho avuto l'onore di lavorare in galleria durante tutta la mia tesi. **Davide S.**, il mio alimentatore del pc ringrazia le sue mani d'oro, **Chiara**, **Maria**, **Simone**, **Nicola R.**, che mi ha aiutato a fare il tunnelling del pc, **Biagio**, **Ettore**, **Paolo L.** e i suoi progetti da cui ho estratto le coordinate dei PMT, **Luca G.**, **George** e la sua simpatia, **Alessandro**, **Roberto**, **Massimo** e **Oleg**, che mi ha spinto a credere fino in fondo nella convoluzione.

I would like to thanks also my overseas friends that I met in Assergi with whom I shared the Princeton Apartment and part of the data analysis: **Shawn**, for the thousand answers to my thousand questions, **Richard**, for the touch of magic he gave to my software, then **Masayuki**, **John**, **Adam** and all the others from Princeton University, UChicago, UCLA, Philadelphia and UMass. See you in Italy (or in the US... just invite me!).

Poi il gruppo di Parigi, per i loro preziosi e precisi consigli: **Davide F.**, **Paolo A.**, **Stefano P.** e **Alessandra**; gli amici di Borexino **Francesco L.** e **Marcin**, a cui ho invaso l'ufficio ai Laboratori, e il gruppo di Milano, **Emanuela**, **Alessandra Carlotta** e **Livia**, che mi hanno sempre supportato nelle missioni. Ringrazio inoltre responsabili che mi hanno dato l'opportunità di lavorare vicino alla strumentazione, in particolare **Cristian** e **Gioacchino**.

A tutti vorrei dire "*Join the DarkSide!*" perchè la professionalità che ho potuto sperimentare sarà di sicuro premiata.

Infine ringrazio quelli che rappresentano il vero motore dei Laboratori, ovvero gli autisti delle navette: **Pietro**, **Mimmo**, **Dante**, **Antonello** e **Fausto**; inoltre le signore della mensa, del bar e lo staff delle pulizie. Questi mesi ai Labs sono stati molto belli e utili dal punto di vista intellettuale e umano: ho incontrato solo uomini in azione. Grazie a tutti, a presto!

Torniamo ora a Milano, perchè questi anni di Università sono stati pieni di volti di amici: ringraziare per un percorso fatto significa soprattutto riconoscere chi ti è stato accanto, come un dono. Ringrazio tutti gli amici della comunità di Fisica e di Scienze, in particolare: **Samuele** (chissà cosa ci sarà scritto a pagina 42...), **Matteo** e **Stefano**, miei compagni di laurea, **Marta**, **Giulia**, **Valerio**, **Matteo**, **Marco**, **Pietro**, **Samuele**, **Davide**, **Luca**, **Giovanni**, **Silvia**, **Pierluigi**, **Paolo** e tutti gli ex universitari che ho conosciuto in questi anni, **Asta**, **Alida**, **Czesto**, **Gimli**, **Elisabbè**, **2**, **3**, **4**, **Sorç**, **Alessio**, **Andrea** e **Marina**, **Ilaria**, **Mriam**, **Simo**, **Sonic**, **Beba**, **Luci**, ecc. **Andrea** del Poli, grande amico dal liceo. Gli amici di CineScienze, la Cusl di Fisica, la grande WhiteSession (che è, che era e che verrà) e tutte le sue evoluzioni, costruite sia per perdere tempo che per creare qualcosa di veramente bello (e che quindi ripagano il tempo sprec... ehm, investito), e gli amici (nerdacchioni e non) dei Lan Party dopo le sessioni d'esame.

Poi ringrazio gli amici del mio anno, con cui ho condiviso l'estremamente difficile ma entusiasmante percorso di studi: **Andrea**, **Michele**, **Luca**, **Valentina**, **Alessandro**, **Matteo**, **Francesco**, **Mattia**, **Riccardo**, **Pietro**, **Marco**, **Vittorio**, **Chiara**, **Marco**, **Massimiliano**, **Ambrogio**, **Andrea**, **Anna**, **Stefano**, **Davide**, **Peppe**. Con alcuni di loro ho avuto la fortuna di condividere lo studio, con altri un laboratorio, con altri forse solo un pranzo: l'incontro che ci ha presi quando eravamo matricole ci ha tenuti insieme per questi anni, e di sicuro per molti anni ancora, anche se le nostre strade si divideranno. Meno male che c'è gmail. Ringrazio in particolare la mia compagna di studi **Cristina**, con cui ho condiviso lo studio in questi anni (e che si stava chiedendo come mai non era stata inclusa in quelli del

nostro anno... perchè ha una frase apposta per lei!).

Avvicinandosi a casa, ringrazio i miei amici e ragazzi di catechismo, che quest'anno ho abbandonato (solo fisicamente però) per stare al Gran Sasso, e in particolare i miei "collegi" **Leonardo**, **Francesca** e **Maddalena**. Il coro S. Cecilia e il mio maestro **Angelo**, le cui riflessioni domenicali mi accompagnavano anche se ero lontano. Poi **Giuditta**, **Cristina**, **Elena** e **Federica**: siamo cresciuti insieme, e stiamo crescendo ancora adesso.

Poi, più importante di tutti, ringrazio la mia famiglia, che mi ha supportato nella scelta di questa tesi e durante gli anni di studio, fin dall'inizio. Tutti i miei **zii** e i miei **cugini**, in particolare i due di cui sono padrino, ma anche il terzo; le mie **nonne** per l'affetto che da sempre mi dimostrano, e i miei **nonni**, a cui è dedicato questo scritto, perchè mi hanno protetto dal Cielo. **Alessia**, ormai parte della famiglia, che è venuta a Milano però poi io sono andato al Gran Sasso (ma ora sono tornato!): in questi mesi difficili abbiamo acquisito ulteriore certezza sulla nostra strada, quindi non ci è andata poi così male! Ringrazio inoltre la sua bellissima famiglia. E infine, ovviamente, **mamma**, **papà** e mia sorella **Laura**, il primo e più importante nucleo affettivo che mi ha insegnato e mi sta insegnando a vivere, cioè ad essere proteso in avanti senza dimenticarmi di essere già stato afferrato. Cosa che ho avuto la fortuna di sperimentare tutti i giorni al Gran Sasso, quando sulla navetta, per pochi secondi poco dopo la rampa di inversione in autostrada, prima di entrare nel tunnel, mi si presentava questo:

